

Korrelation zwischen strukturellen und
magnetogalvanischen Eigenschaften
von Pt/Co/Pt- und
Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

des Department Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Gerrit Winkler
aus Hamburg

Hamburg
August 2015

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Kornelius Nielsch
Leibniz-Institut Dresden (IFW)

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Kornelius Nielsch
Leibniz-Institut Dresden (IFW)

Prof. Dr. Robert L. Johnson
Universität Hamburg

Prof. Dr. Andreas Schreyer
Helmholtz-Zentrum Geesthacht

Prof. Dr. Günter Sigl
Universität Hamburg

Datum der Disputation:

11. Dezember 2015

Vorsitzende des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. Günter Sigl

**Dekan der Fakultät für Mathematik,
Informatik und Naturwissenschaften:**

Prof. Dr. Heinrich Graener

Abstract

In this thesis the correlation between the structural and magnetogalvanic properties of Pt/Co/Pt and Pd/Co/Pd multilayers is described. Initially the investigation of the structural properties with different techniques is presented. Using transmission electron microscopy (TEM), it was observed that for Pt/Co/Pt multilayers on naturally oxidized silicon (Si_{ox}) an intermixing of the Pt seedlayer and the Si substrate occurs, which leads to the formation of a PtSi alloy. For Pt/Co/Pt multilayers on thermally oxidized silicon (SiO_2), however, no PtSi alloy formation is observed, with the only relevant difference being the layer thickness of the silicon oxide layer. Using X-ray reflectometry (XRR) the cause of the alloy formation was found in the application of electron cyclotron resonance (ECR) sputter deposition for the growth of the Pt seedlayer.

With the help of X-ray diffraction (XRD) a multiplex spectrum was observed at the position of the Pt fcc(111) peak for these Pt/Co/Pt multilayers. The position and number of peaks in this spectrum changes with the Co-layer thickness t_{Co} . This pattern is a consequence of the interference of the Bragg scattering of the Pt seed- and caplayer and can be described with the help of the kinematic approximation. This enables the determination of the Co lattice spacing by adjusting the Pt interference pattern, even though the Co fcc (111) and Co hcp (002) peak are not visible due to the reduced scattering intensity of these reflections. A comparison of the Pt/Co/Pt multilayers with Pd/Co/Pd multilayers whose seed layers were made entirely with DC magnetron sputtering shows that the texture of these systems depends strongly on the method of preparation.

The magnetic anisotropy of the multilayers shows a dependence on the substrate and the method of preparation as well. It is shown that the differences in anisotropy are a result of strain at the Co/Pt and Co/Pd interfaces.

By studying the influence of an external field on the resistance of the Pd/Co/Pd multilayers it was shown that an aging effect occurs, which alters the electrical resistance and several magnetoresistance effects. The correlation between the magnitude of this effect and t_{Co} as well as the age of the samples leads to the conclusion, that the aging is caused by a change at the interfaces in a timeframe of several months.

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Korrelation zwischen den strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen beschrieben. Zunächst werden die Untersuchungen der strukturellen Eigenschaften der Schichtsysteme mittels verschiedener Verfahren präsentiert. Mit Hilfe von Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) wurde beobachtet, dass für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf natürlich oxidiertem Silizium (Si_{ox}) eine Vermischung der Pt-Wachstumsschicht mit dem Si-Substrat stattfindet, welche zur Entstehung einer PtSi-Schicht führt. Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf thermisch oxidiertem Silizium (SiO_2) wird hingegen keine PtSi Legierungsbildung beobachtet, wobei der einzig relevante Unterschied in der Schichtdicke der Siliziumoxidschicht besteht. Durch Röntgenreflektometrieuntersuchungen (XRR) konnte nachgewiesen werden, dass die Legierungsbildung auf die Verwendung von Elektronenzyklotronresonanz (ECR) Sputterdeposition zur Herstellung der Pt-Wachstumsschicht zurückzuführen ist.

Mit Hilfe der Röntgendiffraktion (XRD) konnte für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme an der Position des Pt fcc(111) Reflex ein Muster von Mehrfachreflexen nachgewiesen werden, welches sich mit der Co-Schichtdicke t_{Co} bezüglich der Position und Anzahl der einzelnen Peaks verändert. Dieses Muster ist eine Konsequenz der Interferenz der Braggstreuung der Pt-Wachstums- und -Deckschicht und kann mit Hilfe der kinematischen Näherung beschrieben werden. Dies erlaubt die Bestimmung des Co-Gitterabstands durch die Anpassung des Pt-Interferenzmusters, auch wenn der Co fcc(111)- beziehungsweise Co hcp(002)-Reflex aufgrund der geringeren Streuintensität dieser Reflexe nicht direkt nachweisbar ist. Ein Vergleich der strukturellen Eigenschaften der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Pd/Co/Pd-Schichtsystemen, deren Wachstumslagen vollständig mit DC Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, zeigt, dass die Textur der Schichtsysteme stark von der Herstellungsmethode abhängt.

Die magnetische Anisotropie der Schichtsysteme zeigt eine deutliche Abhängigkeit von dem verwendeten Substrat sowie der Herstellungsmethode. Es wird gezeigt, dass die Unterschiede in der Anisotropie wahrscheinlich auf Verspannungen zurückzuführen sind, die an den Co/Pt- beziehungsweise Co/Pd-Grenzflächen entstehen.

Bei der Untersuchung des Einflusses eines äußeren Felds auf den elektrischen Widerstand der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme konnte gezeigt werden, dass diese einen Alterungseffekt zeigen, der zu einer Veränderung des Widerstands sowie der Stärke verschiedener Magnetowiderstandseffekte führt. Durch die Abhängigkeit der Stärke des Effekts von t_{Co} und dem Alter der Schichtsysteme kann darauf geschlossen werden, dass die Ursache der Alterung in einer Veränderung der Grenzflächen in einem Zeitraum von mehreren Monaten zu finden ist.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
Kurzzusammenfassung	v
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Grundlagen der magnetischen Anisotropie	3
2.1.1 Magnetische Energiebeiträge	4
2.1.2 Formanisotropie	4
2.1.3 Magnetokristalline Anisotropie	5
2.1.4 Effektive Volumenanisotropie	6
2.1.5 Grenzflächenanisotropie	7
2.1.6 Magnetoelastische Anisotropie	7
2.1.7 Einfluss von Rauigkeit und Interdiffusion	10
2.2 Elektrischer Widerstand in ferromagnetischen Schichtsystemen	11
2.2.1 Widerstandstensor für dünne Filmsysteme	11
2.2.2 Boltzmann-Gleichung	13
2.2.3 Fuchs-Sondheimer Modell	15
2.2.4 Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands	17
2.3 Magnetowiderstandseffekte in dünnen Filmsystemen	20
2.3.1 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)	20
2.3.2 Spinwellen Magnetowiderstand (SMR)	21
2.3.3 Lorentz Magnetowiderstand (LMR)	22
2.3.4 Hall-Effekt	22
2.3.5 Geometrical Size Effect (GSE)	24
2.4 Röntgenreflektometrie und Röntgendiffraktion	25
2.4.1 Röntgenreflektometrie (XRR)	25
2.4.2 Röntgendiffraktion (XRD)	32
3 Experimentelle Methoden	41
3.1 Aufbau der Röntgenexperimente	41
3.2 Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)	42
3.3 Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)	44
3.4 Experimentelle Aufbauten zur Messung der Magnetowiderstandseffekte	46

4	Probenpräparation	49
4.1	Sputterdeposition	49
4.1.1	Elektron-Zyklotronresonanz (ECR) Sputterdeposition	49
4.1.2	DC Magnetron Sputterdeposition	50
4.1.3	Präparationskammern	51
4.2	Herstellung der Proben	53
4.2.1	Aufbau der Schichtsysteme	53
4.2.2	Drahtgeometrie	54
5	Strukturelle Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	57
5.1	Einfluss des Substrats auf Wachstum und Schichtstruktur	57
5.1.1	Oberflächenrauigkeit (AFM und SEM Untersuchungen)	58
5.1.2	Untersuchung der Schichtabfolge und Grenzflächenbreite der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mittels TEM	60
5.2	XRR-Untersuchungen von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen	63
5.2.1	Diskussion der XRR-Verläufe der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme	64
5.2.2	Anpassung der XRR-Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Parratts rekursivem Verfahren	66
5.2.3	XRR-Anpassungen für Si _{ox} -Substrate	68
5.2.4	Unterschiede der Schichtstruktur zwischen Si _{ox} - und SiO ₂ -Substraten	70
5.2.5	XRR ω -Messungen	73
5.3	XRD Untersuchungen von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen	75
5.3.1	Durchführung der XRD-Messungen	77
5.3.2	Mathematische Beschreibung von I(2 θ)	83
5.3.3	Gitterkonstanten von Pt und Co	86
5.3.4	Kristallstruktur	93
5.3.5	Kristalline Qualität	96
5.3.6	Substratabhängigkeit der XRD-Messungen	99
5.4	Strukturelle Eigenschaften von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	102
5.4.1	XRR-Untersuchungen von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	104
5.4.2	θ -2 θ -Messungen der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme	105
5.4.3	Textur und Gitterstruktur von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	108
5.5	Temperaturabhängigkeit der Gitterabstände von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen	111
6	Magnetische Anisotropie	117
6.1	Bestimmung der magnetischen Anisotropie	117
6.2	Vergleich der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	118
6.2.1	Bestimmung der Anisotropiekonstanten	120
6.2.2	$K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ im linearen t_{Co} -Bereich	123
6.2.3	$K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verhalten bei $t_{\text{Co}} \approx 4$ nm	124
6.2.4	$K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf für $t_{\text{Co}} < 1$ nm	127

6.3	Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen	132
6.3.1	Messung von $K_{1,\text{eff}}(T)$	132
6.3.2	Einfluss von t_{Co} auf $K_{1,\text{eff}}(T)$	133
6.3.3	Vergleich mit Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	136
7	Magnetotransport	139
7.1	Vergleich der Magnetowiderstandseffekte von Pd/Co/Pd- und Pt/Co/Pt-Schichtsystemen	139
7.1.1	Abhängigkeit des Widerstands von der Feldstärke	140
7.1.2	Abhängigkeit des Längswiderstands von der Magnetisierungsrichtung	143
7.1.3	Eliminierung des Pd-Shunts	143
7.1.4	t_{Co} -Abhängigkeit des AMR, AIMR und SMR	146
7.2	Temperaturabhängigkeit der MR-Effekte von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	151
7.2.1	Temperaturabhängigkeit des Widerstands	151
7.2.2	Temperaturabhängigkeit des AMR, AIMR und SMR	156
7.3	Alterungseffekt der MR-Effekte und magnetischen Anisotropie von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen	159
8	Zusammenfassung und Ausblick	165
	Literaturverzeichnis	169
	Publikationen	187
	Anhang	197
	Danksagung	201

1 Einleitung

Ende der 60er Jahre konnten durch die Verbesserung von Depositionsmethoden erstmals dünne Filme mit gut definierten Grenzflächen hergestellt werden. Dies führte 1968 zum ersten Nachweis einer leichten Achse der magnetischen Anisotropie in Richtung der Filmmormalen (*perpendicular magnetic anisotropy* oder PMA) durch Gradmann et al. [1] in NiFe-Schichtsystemen. Als Ursache des PMA wurde dabei die Néelsche Grenzflächeneigenschaft [2] benannt, die diese Ausrichtung der leichten Achse der Magnetisierung durch Symmetriebrechung an den Grenzflächen erklärt. Typische Schichtsysteme, in denen PMA seitdem beobachtet wurde, sind Co/Pd- und Co/Pt-Schichtsysteme, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden. Für Co/Pd-Schichtsysteme wurde PMA von Carcia et al. erstmals 1985 [3] und für Co/Pt-Schichtsysteme 1988 [4] nachgewiesen.

In jüngerer Zeit existieren eine Reihe von Untersuchungen, die den Einsatz von Co/Pd- und Co/Pt-Schichtsystemen in magnetischen Speichermedien diskutieren. Ein Beispiel dafür sind sogenannte *magnetic tunnel junctions* (MTJs), die in sogenannten *Magnetoresistive Random Access Memories* (MRAMs) zum Einsatz kommen [5–12].

Unter MRAMs versteht man nichtflüchtige Speichermedien mit magnetischen Speicher-elementen. Derartige Speichermedien können Daten auch ohne konstante Stromversorgung speichern. Auf diese Weise kann die Zeit reduziert werden, die nach dem Einschalten eines Computers bis zur Betriebsbereitschaft benötigt wird. MTJs hingegen sind Bauelemente in Speichermedien, die aus zwei ferromagnetischen Schichten bestehen, die durch eine isolierende Zwischenschicht getrennt sind. Der Widerstand der MTJs ist abhängig davon, ob die Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten parallel oder antiparallel zueinander steht. Mit Hilfe von Logikgattern, basierend auf MTJs, können MRAMs realisiert werden, wobei die Speicherdichte dieser Medien erhöht werden kann indem Systeme mit PMA verwendet werden [6, 7].

Der Magnetowiderstandseffekt, auf denen MTJs basieren, ist der sogenannte Tunnel-Magnetowiderstand (TMR), dessen Entdeckung für Temperaturen unter 4 K durch Juliere 1975 [13] ebenfalls auf die Verbesserung der Grenzflächeneigenschaften in Folge neuartiger Depositionsmethoden zurückzuführen ist. Auch die Entdeckung des sogenannten Riesenmagnetowiderstands (GMR), die im Jahr 1988 parallel von Albert Fert [14] und Peter Grünberg [15] gelang und mit der Nobelpreis geehrt wurde, ist auf diese Verbesserung der Depositionsmethoden zurückzuführen. Die Verwendung des GMR in den Leseköpfen von Festplatten erlaubt seit ihrer Verwendung ab 1997 erhöhte Speicherdichten und demonstriert die Anwendungsmöglichkeiten neuartiger Magnetowiderstandseffekte. Das Beispiel des GMR und TMR zeigt, wie wichtig eine Kontrolle der Grenzflächeneigenschaften von Schichtsystemen ist, um die Effekte wie den GMR, TMR und den PMA zu verstehen.

1 Einleitung

In Co/Pt- und Co/Pd-Schichtsystemen tritt der GMR nicht auf. Jedoch können in Pt/Co/Pt-Schichtsystemen andere Magnetowiderstandseffekte beobachtet werden. So wurde zum Beispiel 2011 ein neuartiger Magnetowiderstandseffekt in Pt/Co/Pt entdeckt [16], der durch die Grenzflächen hervorgerufen wird. Dieser sogenannte Grenzflächenmagnetowiderstand (AIMR) führt zu einer Erhöhung des Widerstands des Schichtsystems, wenn sich die Magnetisierung aus der Probenebene in Richtung der Probenormalen dreht. Der AIMR konnte ebenfalls theoretisch durch eine vollständig relativistische spinpolarisierte ab initio-Untersuchung beschrieben werden [17]. Auch für Co/Pd-Multilagen wurde der AIMR bereits nachgewiesen [18], ohne jedoch eine systematische und quantitative Untersuchung des Effekts durchzuführen.

Eine genaue Untersuchung der strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften beider Schichtsysteme kann somit dabei helfen, den Ursprung des AIMR und anderer Effekte wie zum Beispiel dem PMA zu verstehen. Ziel dieser Arbeit ist daher eine ausführliche Analyse und Korrelation dieser Eigenschaften.

Dazu werden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der magnetischen Anisotropie, des elektrischen Widerstands in ferromagnetischen Multilagen und der in dieser Arbeit verwendeten Röntgenmessmethoden vorgestellt. In Kapitel 3 werden die experimentellen Methoden erklärt, die für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zum Einsatz kommen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Herstellung der verwendeten Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme. Um ein vollständigeres Bild des Wachstums dieser Schichtsysteme zu gewinnen, wird in Kapitel 5 eine ausführliche Untersuchung der strukturellen Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen durchgeführt. Zu diesem Zweck werden unter anderem Röntgenreflektometrie (XRR), Röntgendiffraktion (XRD) und Transmissionselektronenmikroskop (TEM) eingesetzt. In Kapitel 6 und Kapitel 7 werden diese Eigenschaften mit dem PMA beziehungsweise den Magnetowiderstandseffekten der Schichtsysteme korreliert, um den AIMR in Pd/Co/Pd-Schichtsystemen systematisch zu untersuchen und mit den Magnetowiderstandseffekten in Pt/Co/Pt-Schichtsystemen zu vergleichen.

2 Theoretische Grundlagen

Um die in dieser Arbeit gezeigten Messungen zu interpretieren, ist ein Verständnis der verwendeten Messmethoden notwendig. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel die theoretischen Grundlagen der magnetischen Anisotropie, der Magnetowiderstandseffekte in Ferromagneten sowie die Grundlagen der Röntgenreflektometrie und Röntgenbeugung erklärt. Zunächst wird in Abs. 2.1 das Konzept der magnetischen Anisotropie erläutert. Dazu werden die verschiedenen Energiebeiträge in einem Ferromagneten und ihr Einfluss auf die magnetische Anisotropie diskutiert. In Abs. 2.2 folgt eine kurze Darstellung der Grundlagen des elektrischen Widerstands in ferromagnetischen Schichtsystemen. Im Anschluss werden in Abs. 2.3 die unterschiedlichen Magnetowiderstandseffekte vorgestellt, die im Zusammenhang mit den hier durchgeführten Untersuchungen von Bedeutung sind. Die Grundlagen der in dieser Arbeit mittels Röntgenstrahlen durchgeführten Strukturuntersuchungen werden in Abs. 2.4 erläutert.

2.1 Grundlagen der magnetischen Anisotropie

Eine der grundlegenden Eigenschaften ferromagnetischer Festkörper ist die magnetische Anisotropie. Sie beschreibt die Abhängigkeit der Energie von der Richtung der Magnetisierung. Werden eine oder mehrere Richtungen energetisch bevorzugt, so spricht man von leichten Achsen der Magnetisierung. Richtungen, die energetisch am ungünstigsten sind, werden als harte Achsen der Magnetisierung bezeichnet.

Die magnetische Anisotropie in manchen Festkörpern, beispielsweise in den in dieser Arbeit diskutierten Schichtsystemen, lässt sich durch einen einzelnen Winkel Θ beschreiben, welcher zwischen der Magnetisierung und einer ausgezeichneten Achse liegt. In diesen Fällen spricht man von einer uniaxialen Anisotropie. Für solche Filmsysteme bezeichnet somit die Energiedifferenz zwischen harter und leichter Achse/Ebene die magnetische Anisotropie. Im Folgenden sollen die theoretischen Grundlagen der uniaxialen magnetischen Anisotropie erläutert werden. In Abs. 2.1.1 wird zunächst ein Überblick über die wichtigsten Energiebeiträge gegeben, die einen Einfluss auf die magnetische Anisotropie haben. Abs. 2.1.2 beschäftigt sich mit der sogenannten Formanisotropie, die von der äußeren Form des Ferromagneten abhängt. In Abs. 2.1.3 wird der Einfluss der Gitterstruktur auf die Anisotropie diskutiert und in Abs. 2.1.4 wird die Zusammenfassung von Formanisotropie und magnetokristalliner Anisotropie zur effektiven Volumenanisotropie beschrieben. Abs. 2.1.5 behandelt die Symmetriebrechung des Festkörperverhaltens durch die Grenzflächen und die auf diese Weise verursachte Grenzflächenanisotropie. Der Einfluss von Verspannungen auf die magnetische Anisotropie wird in Abs. 2.1.6 besprochen. Abschließend wird in Abs. 2.1.7 diskutiert, inwieweit die Rauigkeit und In-

terdiffusion der Grenzflächen zur magnetischen Anisotropie beitragen.

2.1.1 Magnetische Energiebeiträge

Um die Ausrichtung der magnetischen Momente in einem ferromagnetischen Material zu verstehen, müssen alle Energiebeiträge im System betrachtet werden. Der größte Energiebeitrag E_{xc} wird durch die Austauschwechselwirkung hervorgerufen. Sie ist verantwortlich für den Ferromagnetismus und den Antiferromagnetismus. Weiterhin muss die Streufeldenergie E_d berücksichtigt werden, welche die magnetische Anisotropie mit der äußeren Form der Probe korreliert. Ein weiterer Energiebeitrag ist die magnetokristalline Energie E_{mk} . Ihre Ursache ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Sie verknüpft die Ausrichtung der Spins mit den Kristallrichtungen eines ferromagnetischen Festkörpers. An den Grenzflächen von ferromagnetischen Schichtsystemen kommt es zudem zu einer Symmetriebrechung, was zu einer lokalen Modifikation von E_{mk} führt. Diese Grenzflächenanisotropie zeichnet sich dadurch aus, dass ihr Einfluss auf die Gesamtanisotropie von dem Anteil der Grenzflächen an dem Gesamtvolumen des Schichtsystems und somit von der Schichtdicke der einzelnen Schichten abhängt. Befindet sich eine ferromagnetische Probe gleichzeitig in einem äußeren Feld, existiert ein weiterer Energieterm, die Zeemanenergie E_Z .

Diese Terme lassen sich zu einer gesamten freien Energie in dem magnetischen Festkörper zusammenfassen:

$$E = E_{xc} + E_d + E_{mk} + E_Z \quad (2.1)$$

Die Grenzflächenanisotropie ist in Gleichung 2.1 nicht dargestellt, da es sich bei ihr um eine Modifikation von E_{mk} handelt. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit relevanten Energiebeiträge diskutiert, indem ihre physikalischen Ursachen sowie ihre Stärke in Abhängigkeit der Schichtparameter, wie Schichtdicke und Grenzflächenrauigkeit und Interdiffusion, analysiert wird.

2.1.2 Formanisotropie

Der Ursprung der Formanisotropie kann durch eine Betrachtung der Maxwell-Gleichungen für einen statischen, ferromagnetischen Körper erklärt werden. Da das Magnetfeld \mathbf{B} quellenfrei ist, also $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ gilt, und $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$ ist, folgt, dass an den Enden eines endlichen ferromagnetischen Körpers Pole der Magnetisierung entstehen, die ein \mathbf{H} -Feld im Inneren des Körpers hervorrufen. Dieses sogenannte Entmagnetisierungsfeld \mathbf{H}_d lässt sich für den Fall von eindomänigen Ellipsoiden durch den sogenannten Entmagnetisierungstensor $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}$ aus

$$\mathbf{H}_d = \overleftrightarrow{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.2)$$

berechnen. Setzt man die Hauptachsen der Ellipsoide mit den Achsen von \overleftrightarrow{N} gleich, kann der Tensor diagonalisiert werden, so dass $N_x + N_y + N_z = 1$ gilt. Die berechneten Entmagnetisierungsfaktoren für Rotationsellipsoide finden sich beispielsweise in [19]. Für den Fall eines dünnen, unendlich ausgedehnten Filmsystems ist

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{Film}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Die Energie, welche mit dem Entmagnetisierungsfeld verknüpft ist, lässt sich durch

$$E_d/V = \frac{1}{2}\mu_0\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = \frac{1}{2}\mu_0(\overleftrightarrow{N} \cdot \mathbf{M}) \cdot \mathbf{M} \quad (2.4)$$

ermitteln. Je nach Form von \overleftrightarrow{N} hängt damit die Selbstenergie von der Richtung der Magnetisierung bezüglich der äußeren Form des ferromagnetischen Körpers ab. Der energetische Unterschied zwischen den Energiezuständen, im Falle eines Films also zwischen Magnetisierung entlang oder senkrecht zur Filmmnormale, wird allgemein als Formanisotropie bezeichnet. In diesem Fall hat die Formanisotropie somit die Form

$$E_d/V = \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \cos^2 \Theta. \quad (2.5)$$

Θ ist der Winkel zwischen Magnetisierung und der Filmmnormalen (z-Achse) und M_S bezeichnet die Sättigungsmagnetisierung. Da für $\Theta = 90^\circ$ (Magnetisierung in der Filmebene) die Energie minimiert wird, bevorzugt die Formanisotropie diese Ausrichtung. Die Formanisotropiekonstante K_d drückt die Energiedifferenz zwischen den Zuständen aus, bei denen sich die Magnetisierung entlang der Filmmnormale oder in der Filmebene ausrichtet, und lässt sich für Kobalt mit $M_{S,\text{Co}} = 1,475 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [20] mittels

$$K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \quad (2.6)$$

zu $K_{d,\text{Co}} = 1,37 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ berechnen.

2.1.3 Magnetokristalline Anisotropie

Im Gegensatz zur Formanisotropie, welche von der äußeren Form eines Ferromagneten bestimmt wird, beruht die magnetokristalline Anisotropie auf seiner Gitterstruktur. Der Mechanismus, welcher die Magnetisierung mit der Gitterstruktur verknüpft, ist die Spin-Bahn-Kopplung (SBK). Diese koppelt den Elektronenspin \mathbf{S} mit dem Bahndrehimpuls \mathbf{L} , welcher wiederum durch das Kristallfeld beeinflusst wird [21]. Auf diese Weise wird ein Zusammenhang zwischen der anisotropen Natur des Kristallgitters und der Ausrichtung

der Magnetisierung geschaffen. Die Folge ist die magnetokristalline Anisotropie. Neben der SBK koppelt auch die dipolare Wechselwirkung das Kristallgitter mit der Ausrichtung der Magnetisierung. Die Stärke dieser dipolaren magnetokristallinen Anisotropie ist jedoch für gewöhnlich im Vergleich zur durch die SPK hervorgerufene magnetokristallinen Anisotropie so klein, dass sie vernachlässigt werden kann [21, 22].

Die Beschreibung der magnetokristallinen Anisotropie beruht auf der Symmetrie des betrachteten Kristallgitters. Im Falle eines Gitters mit einer ausgezeichneten Achse, zum Beispiel der c-Achse eines hexagonalen Gitters, kann die magnetokristalline Anisotropie uniaxial beschrieben werden. Phänomenologisch lässt sich diese uniaxiale magnetokristalline Anisotropie durch die Entwicklung

$$E_{mkA}/V = K_{1V} \cdot \sin^2 \Theta + K_{2V} \cdot \sin^4 \Theta + \mathcal{O}(\sin^6 \Theta) \quad (2.7)$$

darstellen. Hierdurch werden die uniaxialen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten erster K_{1V} und zweiter Ordnung K_{2V} definiert. Meistens ist $K_{1V} \gg K_{2V}$, weshalb in vielen Fällen nur K_{1V} angegeben wird.

2.1.4 Effektive Volumenanisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie kann mit der Formanisotropie zur effektiven Volumenanisotropie $K_{1V,eff}$ zusammengefasst werden, welche direkt experimentell zugänglich ist. Im Weiteren wird ein dünner Film aus hcp Co angenommen, für den die z-Richtung der c-Achse entspricht. Für hcp Co beträgt die magnetokristalline Anisotropieenergie $K_{1V,Co} = 0,5 \frac{MJ}{m^3}$, was $69 \frac{\mu eV}{Atom}$ entspricht [21, 23]. Dieser Beitrag bevorzugt somit eine Magnetisierung in Richtung der c-Achse. Vergleicht man dies mit der magnetostatischen Energie $\frac{E_{mag}}{Atom} = 177 \frac{\mu eV}{Atom}$ für einen dünnen Film, so zeigt sich, dass die Formanisotropie überwiegt. Da die Formanisotropie (Gleichung 2.6) eine Ausrichtung in der Filmebene bevorzugt, ist auch die effektive Volumenanisotropie

$$K_{1V,eff} = K_{1V} - \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \quad (2.8)$$

negativ. Im Fall von fcc Co ist $K_{1V,Co}$ wesentlich kleiner als im Fall von hcp Co. Für fcc Co wird $K_{1V,Co}$ von etwa $0,02 \frac{MJ}{m^3}$ berechnet, indem die kubischen Anisotropiekonstanten bei Raumtemperatur von $K_{1,cub} = -62 \frac{kJ}{m^3}$ und $K_{2,cub} \approx 0 \frac{kJ}{m^3}$ [24] verwendet werden um die Energiedifferenz

$$K_{1V}^{fcc} = \frac{\Delta E_{111}}{V} = \frac{1}{3} K_{1,cub} + \frac{1}{27} K_{2,cub} \quad (2.9)$$

zwischen der [111]-Achse und der [100]-Achse zu berechnen, welche die obere Grenze der Energiedifferenz zwischen der [111]-Achse und der dazu senkrecht stehenden Ebene ist. Da der Wert von $K_{1V,Co}$ für fcc Co so klein ist, kann in erster Näherung $K_{1V,eff}$ für diese Gitterstruktur mit der Formanisotropie gleichgesetzt werden.

2.1.5 Grenzflächenanisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie als auch die Formanisotropie sind Volumeneffekte. Solange es durch eine Veränderung des Probenvolumens nicht zu einer Verzerrung des Kristallgitters (siehe Abs. 2.1.6) oder einer Veränderung der Probenform kommt, die eine Modifikation von \overleftrightarrow{N} notwendig macht, bleiben K_d und K_V konstant. Für eine Beschreibung von dünnen ferromagnetischen Filmsystemen ist es jedoch häufig sinnvoll, die effektive Anisotropie in Volumen- und Grenzflächenbeiträge aufzuteilen, also

$$K_{\text{eff}} = K_{V,\text{eff}} + 2 \cdot K_S/t \quad (2.10)$$

Diese zunächst phänomenologische Beschreibung führt die Schichtdicke t sowie den Grenzflächenbeitrag K_S ein. Der Faktor 2 ist auf die zwei Grenzflächen der magnetischen Schicht zurückzuführen. Gleichung 2.10 besagt somit, dass der Grenzflächenbeitrag zur Anisotropie von der Schichtdicke t mit $1/t$ abhängt. Dies hat zur Folge, dass bei einem unterschiedlichen Vorzeichen der beiden Beiträge die leichte Magnetisierungsachse sich je nach Schichtdicke unterscheiden kann. Dies ist z.B. bei Co/Pt- und Co/Pd-Multilagensystemen der Fall und wird in der Literatur häufig beschrieben, z.B. in [3, 25–35].

Der Ursprung der Grenzflächenanisotropie K_S wurde zunächst von Néel diskutiert [2]. Er berechnete mit Hilfe des sogenannten Paarbindungs-Modells, dass durch die Symmetriebrechung, die an der Grenzfläche eines Schichtsystems auftritt, eine starke Variation der magnetokristallinen Anisotropie verursacht wird. Zwar ermittelte Néel eine Abhängigkeit von K_S von der Kristallausrichtung, die im Experiment nachgewiesen wurde, jedoch stimmt das Vorzeichen von K_S für bestimmte Materialien nicht mit den experimentell ermittelten Werten überein. Zudem macht Néels Modell keine Unterscheidung zwischen den Materialien, die an den Grenzflächen an die ferromagnetischen Schichten grenzen. Untersuchungen haben hingegen einen großen Einfluss des Grenzflächenmaterials auf K_S nachgewiesen. Aus diesem Grund muss es weitere Ursachen für die Grenzflächenanisotropie geben, z.B. Interdiffusion der Grenzflächenmaterialien, die Rauigkeit an der Grenzfläche oder eine Verspannungen des Kristallgitters.

Eine Weiterentwicklung des Modells wurde zum Beispiel von Bruno [36] durchgeführt, der den Beitrag des Bahnmoments auf die Anisotropie mit $0,1 \frac{\mu_B}{\text{Atom}}$ angibt. Jüngere Berechnungen von MacLaren und Victora [37, 38] sagen insbesondere für Co/Pd einen großen Einfluss der Verspannung auf die Grenzflächenanisotropie vorher. Dabei wird die Grenzflächenanisotropie unter anderem für Co/Pd- und Co/Pt-Grenzflächen errechnet. Weitere theoretische Untersuchungen zu diesem Thema, beispielsweise [39] und [40], belegen, dass die Grenzflächenanisotropie bei magnetischen Schichtsystemen weiterhin Gegenstand der Forschung bleibt.

2.1.6 Magnetoelastische Anisotropie

Durch die Änderung der Größe und Richtung der Magnetisierung eines ferromagnetischen Festkörpers erfährt dieser eine Verformung. Dieser Effekt ist als Magnetostriktion

2 Theoretische Grundlagen

bekannt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass es durch eine Verspannung ϵ des Festkörpers zu einer Änderung der magnetokristallinen Anisotropie kommt. Man spricht in diesem Fall von magnetoelastischer Anisotropie K_{me} . Für einen elastischen und isotropen Körper kann die magnetoelastische Energie durch

$$\frac{E_{me}}{V} = \frac{3}{2} \overbrace{\lambda_m E \epsilon}^{K_{me}} \cos^2 \theta_{me} \quad (2.11)$$

beschrieben werden [35], wobei E das Elastizitätsmodul angibt. Der dimensionslose Magnetostruktionskoeffizient λ_m beschreibt die Längenänderung entlang einer Kristallrichtung des betrachteten Körpers durch vollständige Aufmagnetisierung. Der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Verspannungsrichtung wird als θ_{me} bezeichnet. Sind diese Parameter konstant, so beschreibt Gleichung 2.11 einen Beitrag zur Volumenanisotropie $K_{V,\text{eff}}$.

Im Falle von dünnen Schichtsystemen, wie die in dieser Arbeit diskutierten Co/Pt- und Co/Pd-Schichtsysteme, ist die Hauptursache für Verspannungen der Unterschied in den Gitterkonstanten η an den Grenzflächen der Schichten. Im Falle des Wachstums von hcp Co(001) auf fcc Pt(111) beträgt η beispielsweise etwa 11%. Im Jahr 1963 führte van der Merwe ein Modell ein [41], mit dessen Hilfe sich die Magnetostruktionsenergien in solchen Systemen beschreiben lassen. Hierbei wird prinzipiell zwischen zwei Fällen unterschieden. Im kohärenten Fall wird η durch eine Verspannung auf beiden Seiten der Grenzfläche ausgeglichen. Dies tritt unterhalb einer sogenannten kritischen Schichtdicke t_c auf [35]. In dieser Region beinhaltet die effektive Volumenanisotropie die Formanisotropie, die magnetokristalline Anisotropie und die Korrektur durch die magnetoelastische Anisotropie, während die effektive Grenzflächenanisotropie allein auf der Néelschen Symmetriebrechung basiert, also [42]

$$K_S = K_N, K_{V,\text{eff}} = K_d + K_V + K_{me,V} \quad (2.12)$$

Oberhalb von t_c werden Versetzungslinien in das Kristallgitter eingebaut, um die Verspannung abzubauen. Dieser inkohärente Fall führt zu einem Anisotropiebeitrag mit einer inversen Schichtdickenabhängigkeit, da die Anzahl dieser Versetzungslinien proportional zur Schichtdicke t ist. Der magnetoelastische Anisotropiebeitrag im inkohärente Fall zeigt daher das gleiche Verhalten wie die Grenzflächenanisotropie K_S [43]. Dadurch ergibt sich [42]

$$K_S = K_N + K_{me,S}, K_{V,\text{eff}} = K_d + K_V \quad (2.13)$$

In Abb. 2.1 ist die aus dem van der Merwe Modell resultierende Dickenabhängigkeit der Anisotropie dargestellt. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Modells findet sich zum Beispiel in [44].

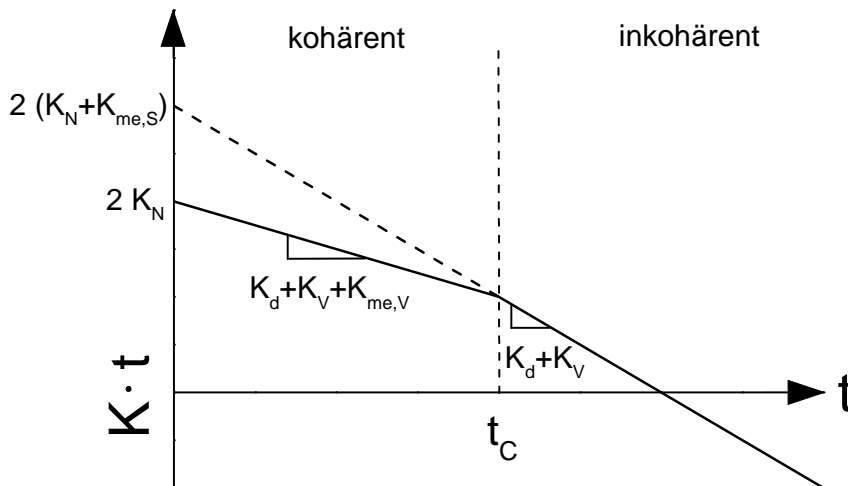


Abbildung 2.1: Einfluss von kohärenter und inkohärenter Verspannung auf die Anisotropie in Abhängigkeit von der Schichtdicke t eines epitaktischen magnetischen Schichtsystems. Eingezeichnet sind die Anisotropiebeiträge aus den Gleichungen 2.12 und 2.13.

Der Grad der Verspannung ist dabei stark von den Auftragsbedingungen abhängig [45]. Für Filme, welche mit Hilfe der Sputterdeposition hergestellt werden, spielen beispielsweise der Gasdruck, die Herstellungstemperatur sowie das Substrat eine entscheidende Rolle. Über die Stärke des Beitrags der magnetoelastischen Energie zur Gesamtanisotropie gibt es in der Literatur widersprüchliche Aussagen. Awano et al. beziffern den magnetoelastischen Beitrag auf ein Zehntel bis ein Hundertstel von $K_{V,eff}$ in ferromagnetischen Multilagensystemen [46]. Lee et al. sehen hingegen eine dickenabhängige magnetoelastische Anisotropie als dominant in den von ihm vermessenden Co-Multilagensystemen [47]. Eine abschließende Aussage über den Einfluss der magnetoelastischen Anisotropie in Co/Pt- und Co/Pd-Schichtsystemen steht somit noch aus und ist mit großer Sicherheit auch von den Präparationsparametern der jeweiligen Schichten abhängig.

In CoPd-Legierungen, welche auf nichtmagnetischen Materialien aufwachsen, kann die Wahl des nichtmagnetischen Materials die Verspannung der Legierung stark beeinflussen. In Folge dessen kann es zu stark unterschiedlichen Volumenanisotropiebeiträgen kommen [48]. Dies ist auch von Bedeutung, wenn Co/Pd-Multilagen mit Verfahren hergestellt werden, welche eine Interdiffusion der Materialien begünstigen (siehe Abs. 4.1). Insgesamt lässt sich aussagen, dass die magnetoelastische Anisotropie Beiträge liefert, die sowohl $K_{V,eff}$ als auch K_S modifizieren können. Dies sollte bei der Interpretation von Messungen der magnetischen Anisotropie stets berücksichtigt werden.

In Co/Pt-Multilagen werden die stark variierenden Werte von K_S und K_V (siehe [29, 31–34]) häufig auf magnetoelastische Anisotropiebeiträge zurückgeführt. Da das Schichtwachstum in diesen Systemen stark von den Herstellungsbedingungen abhängt, erscheint

ein Vergleich der magnetischen Eigenschaften dieser Filmsysteme ohne eine genaue Kenntnis der zugrundeliegenden Struktur wenig sinnvoll.

Eine genauere Betrachtung der magnetoelastischen Anisotropie sowie der theoretischen Herleitung über mechanische Verspannungen findet sich zum Beispiel in [49].

2.1.7 Einfluss von Rauigkeit und Interdiffusion

Experimentell hergestellte Filmsysteme weisen niemals perfekte Grenzflächen auf, sondern verfügen stets über ein gewisses Maß an Rauigkeit und Interdiffusion. Unter Rauigkeit versteht man eine Höhenvariation der Grenzfläche, die einem gewissen Grad der Zufälligkeit unterliegt. Bruno [50] beschreibt die Rauigkeit über eine durchschnittliche Amplitudenfluktuation σ_{RMS} ¹ und eine transversale Korrelationslänge ξ . Da ein glatter ferromagnetischer Film die höchste mögliche Formanisotropie aufweist, senkt jede Form von Rauigkeit die Formanisotropie ab.

Auch die magnetokristalline Anisotropie wird durch die Einführung einer Rauigkeit der Grenzfläche verändert. In [51] wird von Bruno erläutert, wie die Einführung von Stufenatomen an den Grenzflächen die Grenzflächenanisotropie von Schichtsystemen reduziert. Für ein kubisch primitives Gitter kann die Reduktion der Grenzflächenanisotropie beispielsweise durch $\frac{\Delta K_S}{K_S} = -2\sigma_{\text{RMS}}/\xi$ angegeben werden. Für andere Oberflächensysteme muss ein Formfaktor eingeführt werden, welcher von der Form der Stufen abhängig und meistens nahe bei 1 liegt. Unabhängig davon reduziert jedoch die Einführung einer Rauigkeit stets die magnetokristalline Grenzflächenanisotropie.

Interdiffusion beschreibt die Durchmischung zweier Materialien an ihrer Grenzfläche. Herstellungsverfahren wie die Sputterdeposition, bei denen die Teilchen mit verhältnismäßig hoher kinetischer Energie auf die Probenoberfläche aufgetragen werden, führen häufig zu einer starken Interdiffusion. Die Durchmischung führt zu einer Abnahme der Ordnung an der Grenzfläche, wodurch die Grenzflächenanisotropie abgesenkt wird [52]. Bei Co/Pd-Multilagensystemen wird der Abfall der Steigung des $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlaufs unterhalb einer Co-Dicke von etwa 0,3 nm häufig auf eine solche Interdiffusion zurückgeführt [30, 52].

Für Co/Pt wird ein solcher Abfall analog von Weller et al. mit einer Interdiffusion von Co und Pt an der Grenzfläche erklärt [53]. Bertero et al. [54] führen die erhöhte Anisotropie von Co/Pt-Multilagen, für die Xe anstatt Ar als Sputtergas verwendet wurde, auf eine geringere Durchmischung an den Grenzflächen zurück.

Der Einfluss der Rauigkeit und Interdiffusion ist somit vielfältig und stark von der Form der Rauigkeit und dem Grad der Interdiffusion abhängig. Ohne eine Kenntnis der Struktur ist eine Abschätzung des Einflusses dieser Parameter auf die Anisotropie eines Schichtsystems daher schwer möglich.

¹RMS = root mean square; Es wird also das quadratische Mittel der Rauigkeit verwendet.

2.2 Elektrischer Widerstand in ferromagnetischen Schichtsystemen

In diesem Abschnitt wird eine kurze Einführung in die Grundlagen der Magnetowiderstandseffekte (MR-Effekte) in Ferromagneten gegeben, welche für diese Arbeit relevant sind. Zu diesem Zweck wird in Abs. 2.2.1 zunächst ein Widerstandstensor hergeleitet, mit dem der spezifische Widerstand der in diese Arbeit verwendeten Filmsysteme beschrieben werden kann. Mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung (Abs. 2.2.2) werden die Grundlagen des in Abs. 2.2.3 diskutierten Fuchs-Sondheimer Modells erklärt, welches den Widerstand dünner Filme beschreibt. In Abs. 2.2.4 wird schließlich die Temperaturabhängigkeit der Magnetowiderstandseffekte in dünnen Filmen beschrieben.

2.2.1 Widerstandstensor für dünne Filmsysteme

In diesem Abschnitt werden Symmetrieüberlegungen bezüglich des elektrischen Widerstandes von dünnen Schichtsystemen durchgeführt, die im späteren Verlauf der Arbeit bei der Interpretation der MR-Messungen notwendig sind.

Der Zusammenhang zwischen einem elektrischen Feld \mathbf{E} und der durch das Feld verursachten Stromdichte \mathbf{j} wird über das Ohmsche Gesetz

$$\mathbf{j} = \overleftrightarrow{\sigma}_e \cdot \mathbf{E} \quad (2.14)$$

ausgedrückt [55]. In einem isotropen Medium ist die Leitfähigkeit $\overleftrightarrow{\sigma}_e$ skalar. Ist das Medium hingegen anisotrop, so wird $\overleftrightarrow{\sigma}_e$ zu einem Tensor, welcher die richtungsabhängige Leitfähigkeit darstellt.

Da im Experiment für gewöhnlich nicht das elektrische Feld \mathbf{E} sondern die Stromdichte \mathbf{j} gemessen wird, ist es sinnvoll Gleichung 2.14 zu

$$\mathbf{E} = \overleftrightarrow{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.15)$$

umzustellen. Statt dem Leitfähigkeitstensor wird hier der spezifische Widerstandstensor $\overleftrightarrow{\rho} = \overleftrightarrow{\sigma}_e^{-1}$ verwendet. Im Folgenden soll $\overleftrightarrow{\rho}$ für die in dieser Arbeit betrachteten Schichtsysteme hergeleitet werden.

Betrachtet man einen Körper innerhalb eines magnetischen Felds \mathbf{H} , so muss Gleichung der Einfluss auf $\overleftrightarrow{\rho}$ berücksichtigt werden. In ferromagnetischen Körpern muss dabei neben \mathbf{H} auch die Magnetisierung \mathbf{M} berücksichtigt werden, also

$$\mathbf{E} = \overleftrightarrow{\rho}(\mathbf{H}, \mathbf{M}) \cdot \mathbf{j}. \quad (2.16)$$

Da sich die Abhängigkeit des Widerstands von \mathbf{H} nicht von der Abhängigkeit von \mathbf{M} unterscheidet [55], wird im weiteren nur $\overleftrightarrow{\rho}(\mathbf{H})$ betrachtet, während $\overleftrightarrow{\rho}(\mathbf{M})$ analog hergeleitet werden kann. Zunächst wird der Widerstandstensor in Komponenten ausgedrückt

$$E_i = \rho_{ik}(\mathbf{H})j_k. \quad (2.17)$$

Eine Entwicklung des Widerstandstensors in eine Taylorreihe ergibt

$$\rho_{ik}(\mathbf{H}) = \rho_{ik}^{(0)} + R_{ikp}^{(1)}H_p + R_{ikpq}^{(2)}H_pH_q + \dots, \quad (2.18)$$

wobei über alle wiederholten Indizes innerhalb eines Produkts summiert wird. $R_{ikp}^{(1)}$ und $R_{ikpq}^{(2)}$ sind allgemein als galvanomagnetische Koeffizienten bekannt und unterliegen ebenso wie $\rho_{ik}^{(0)}$ der sogenannten Onsager'schen Reziprozitätsbeziehung. Im Magnetfeld freien Fall besagt dies, dass sich der Elektronentransport unter Zeitumkehr nicht ändert, also $\rho_{ik} = \rho_{ki}$. Wird hingegen ebenfalls der Einfluss eines Magnetfelds berücksichtigt gilt diese Invarianz unter Zeitumkehr nicht mehr, man erhält demnach

$$\rho_{ik}(\mathbf{H}) = \rho_{ki}(-\mathbf{H}). \quad (2.19)$$

Um also eine Reversibilität des Widerstandstensors zu erhalten muss nicht nur der Elektronenpfad sondern auch die Richtung des Magnetfelds umgedreht werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Filmsysteme sind zudem polykristallin mit einer Textur in Wachstumsrichtung. Dies bedeutet, dass es in der Probenebene keine ausgezeichneten Richtungen gibt, da bei der Ermittlung des spezifischen Widerstands über eine große Zahl zufällig ausgerichteter Kristallite² gemittelt wird.

Mit Hilfe dieser Symmetrieüberlegungen kann die Zahl der unabhängigen Tensorelemente weiter eingeschränkt werden. Damit stellen sich die einzelnen Tensorelemente von $\overleftrightarrow{\rho}$ wie folgt dar: Die Diagonalelemente in der Probenebene (x- und y-Richtung) sind aufgrund der Isotropie in dieser Ebene identisch, also $\rho_{xx}^{(0)} + R_{xxpq}^{(2)}H_pH_q$, für die z-Richtung erhält man $\rho_{zz}^{(0)} + R_{zzpq}^{(2)}H_pH_q$. Für einen Stromfluss in der Probenebene kann es nur in der Präsenz eines magnetischen Feldes Komponenten des elektrischen Feldes geben [55]. Damit ergibt sich für die xy- und yx-Komponenten des Widerstandstensors $R_{xyp}^{(1)}H_p$ beziehungsweise $-R_{xyp}^{(1)}H_p$. Die übrigen Komponenten folgen den normalen Symmetrieüberlegungen, die bereits oben diskutiert wurden. Für den gesamten Tensor erhält man schließlich

$$\overleftrightarrow{\rho}_{\text{Film}}(\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} \rho_{xx}^{(0)} + R_{xxpq}^{(2)}H_pH_q & R_{xyp}^{(1)}H_p & \rho_{xz}^{(0)} + R_{xzp}^{(1)}H_p \\ -R_{xyp}^{(1)}H_p & \rho_{xx}^{(0)} + R_{xxpq}^{(2)}H_pH_q & \rho_{xz}^{(0)} + R_{xzp}^{(1)}H_p \\ \rho_{xz}^{(0)} - R_{xzp}^{(1)}H_p & \rho_{xz}^{(0)} - R_{xzp}^{(1)}H_p & \rho_{zz}^{(0)} + R_{zzpq}^{(2)}H_pH_q \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

²Zufällig ausgerichtet bezieht sich auf die Probenebene. Bei einer perfekten Textur ist die Wachstumsrichtung immer identisch mit einer ausgezeichneten Kristallrichtung, beispielsweise der fcc [111] oder der hcp [001] Richtung.

für die in dieser Arbeit diskutierten Schichtsysteme.

Die im Experiment messbaren Elemente des Tensors sind abhängig von der verwendeten Messgeometrie. In dieser Arbeit wird eine Drahtgeometrie verwendet, die über sechs Anschlusspunkte verfügt (siehe Abb. 4.4). Da zwei dieser Punkte für die Stromeinprägung (x-Richtung) Verwendung finden, können mit den anderen Messpunkten die Spannung in Stromrichtung (x-Richtung) und senkrecht dazu in der Ebene (y-Richtung) abgegriffen werden. Dies erlaubt die Bestimmung der Tensorelemente ρ_{xx} und ρ_{xy} . Eine solche Geometrie wird als CIP (*current in-plane*) bezeichnet. Für die Bestimmung der Elemente senkrecht zur Probenebene (z) sind andere Probengeometrien erforderlich, die zum Teil mit erheblichen Präparationsaufwand verbunden sind (siehe z.B. [56, 57]). Man nennt diese Probengeometrie CPP (*current perpendicular plane*).

Zuletzt soll erwähnt werden, dass der Einfluss der polykristallinen Struktur der Proben zwar in den Symmetrieüberlegungen berücksichtigt wurde, es jedoch zusätzlich noch zu kleinen Beiträgen durch die Korngrenzen kommt [55]. Dieser Effekt wird in Abs. 2.2.3 näher diskutiert werden.

2.2.2 Boltzmann-Gleichung

In diesem Abschnitt soll die Teilchenstromdichte und damit die Leitfähigkeit eines unendlich ausgedehnten Metalls betrachtet werden. Zur Berechnung der Teilchenstromdichte \mathbf{j} in einem Metall ist es notwendig, über die besetzten Zustände zu integrieren. Man erhält [58]

$$\mathbf{j} = -\frac{e}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k} \quad (2.21)$$

Zur Lösung von Gleichung 2.21 muss daher die Verteilungsfunktion $f(\mathbf{k})$ bestimmt werden. Für den feldfreien Fall im thermischen Gleichgewicht kann $f(\mathbf{k})$ durch die Fermi-Dirac-Verteilung

$$f_0(\mathbf{k}) = \frac{1}{e^{\frac{E(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T}} + 1} \quad (2.22)$$

beschrieben werden. Hierbei ist E_F die Fermienergie und $k_B T$ die thermische Energie des Systems. Diese Verteilung ähnelt unter Normalbedingungen (Raumtemperatur) stark einer Stufenfunktion. Für diesen Gleichgewichtsfall erhält man aus Gleichung 2.21 für $\mathbf{j} = 0$, da über eine symmetrische ($f(\mathbf{k})$) und eine antisymmetrische ($\mathbf{v}(\mathbf{k})$) Funktion von $-\infty$ bis ∞ integriert wird. Befindet sich das System nicht im Gleichgewicht, zum Beispiel direkt nach dem Abstellen des externen Felds, kann hierfür die Boltzmann-Gleichung verwendet werden. Mit Hilfe einer Taylorentwicklung und dem totalen Differential von $f(\mathbf{k}, t)$ lässt sich diese aus Gleichung 2.21 herleiten:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \nabla_{\mathbf{k}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Streuung}} \quad (2.23)$$

Häufig wird der Streuungsterm $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Streuung}}$ durch die sogenannte Relaxationszeitnäherung beschrieben. In dieser Näherung wird die Relaxation von f nach einer Streuung durch den Term

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Streuung}} = \frac{f - f_0}{\tau} \quad (2.24)$$

ausgedrückt, wobei τ für die sogenannte Relaxationszeit steht. Für konstantes \mathbf{E} fällt der Term $\frac{\partial f}{\partial t}$ in Gleichung 2.23 weg. Zusammen mit Gleichung 2.24 erhält man

$$f(\mathbf{k}) = f_0(\mathbf{k}) + \frac{e}{\hbar} \tau(\mathbf{k}) \mathbf{E} \nabla_{\mathbf{k}} f_0(\mathbf{k}). \quad (2.25)$$

Durch Einsetzen in Gleichung 2.21 und Transformation der Integration im \mathbf{k} -Raum zu einer Integration im Energieraum erhält man

$$\mathbf{j} = \frac{e^2}{8\pi^3 \hbar} \int \int dS_{\epsilon} d\epsilon \frac{\mathbf{v}(\mathbf{k})}{|\mathbf{v}(\mathbf{k})|} \tau(\mathbf{k}) \delta(\epsilon - \epsilon_F) \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}(\mathbf{k}). \quad (2.26)$$

Nach Eliminierung der Deltafunktion $\delta(\epsilon - \epsilon_F)$ lässt sich dies zu

$$\mathbf{j} = \frac{e^2}{8\pi^3 \hbar} \int dS_{\epsilon_F} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{k}_F)}{|\mathbf{v}(\mathbf{k}_F)|} \tau(\mathbf{k}_F) \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}(\mathbf{k}_F) \quad (2.27)$$

vereinfachen. Ohne Berücksichtigung des Magnetfelds und mit den Annahmen eines kubischen Kristalls sowie einer Fermikugel erhält man schließlich für die Leitfähigkeit [58, 59]

$$\sigma_e \approx \frac{e^2 \tau}{m^*} n, \quad n = \frac{k_F^3}{3\pi^2}, \quad (2.28)$$

wobei m^* für die effektive Elektronenmasse steht. Durch die Annahme [60]

$$\lambda = \nu_F \tau \quad (2.29)$$

mit der Fermigeschwindigkeit ν_F und der mittleren freien Weglänge λ der Elektronen kann die Zahl der Unbekannten in Gleichung 2.28 zusätzlich reduziert werden.

2.2.3 Fuchs-Sondheimer Modell

Bisher wurde die Leitfähigkeit σ_e nur in unendlich ausgedehnten Systemen betrachtet. Im Rahmen dieser Arbeit ist es jedoch notwendig, den Effekt einer räumlichen Begrenzung in einer Dimension (also der Fall eines dünnen Films) auf die Leitfähigkeit zu berücksichtigen.

Im Jahr 1938 beschrieb Fuchs [61] den Effekt einer solchen räumlichen Begrenzung auf σ_e , in dem er ein Modell weiterentwickelte, welches bereits 1901 von Thomson [62] eingeführt wurde. Sondheimer veröffentlichte 1952 schließlich einen Review Artikel [63], in dem er diese Ergebnisse zusammenfasste. Das verwendete Modell ist daher als Fuchs-Sondheimer Modell bekannt.

Im Rahmen dieses Modells ist insbesondere das Verhältnis zwischen mittlerer freier Weglänge λ sowie der Filmdicke t des Films von Bedeutung. Ist $t \gg \lambda$, so verhält sich der Widerstand des Systems in guter Näherung wie ein ausgedehnter Festkörper. Für abnehmendes t nimmt die Anzahl der Stöße an den Grenzflächen des Films zu, wodurch die Leitfähigkeit abnimmt. Dabei ist zwischen Stößen zu unterscheiden, bei denen der Impuls der Elektronen in Stromrichtung vollständig gewahrt wird (spekulär) und solchen, bei denen ein vollständiger Verlust des Anfangsimpulses stattfindet. Dies kann durch den Parameter p beschrieben werden, welcher den relativen Anteil der spekulären Streuung ausdrückt [64].

Um das Fuchs-Sondheimer Modell mathematisch herzuleiten wird zu dem feldabhängigen Teil der Verteilungsfunktion eine z -Abhängigkeit hinzugefügt, also $f = f_0 + g(\mathbf{k}, z)$. Dafür wird zunächst Gleichung 2.23 um die Randbedingung eines dünnen Films erweitert

$$-\frac{g}{\tau} = \frac{df_0}{dE} v_x e E_x - \frac{\hbar k_z}{m} \frac{\delta g}{\delta z}, \quad (2.30)$$

wobei $\frac{\hbar k_z}{m}$ der Elektronengeschwindigkeit in z -Richtung v_z entspricht. Dies hat die Lösung

$$g(z, \mathbf{v}) = \tau v_x e E \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \left[1 + F(\mathbf{k}) \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right) \right], \quad (2.31)$$

wobei $F(\mathbf{k})$ eine beliebige Funktion darstellt. Durch die Randbedingungen der Streuung an den Grenzflächen des Films wird der Parameter p in Gleichung 2.31 integriert. Dadurch lässt sich ein Integral herleiten, dessen Lösung von Sondheimer [63] durchgeführt wurde. Das Ergebnis liefert schließlich die Fuchs-Sondheimer Formel

$$\sigma_{e,\text{FS}}(t, p, \lambda) = \sigma_{e,\text{FK}} \left(1 + \frac{3\lambda}{2t} (1-p) \int_1^\infty \frac{\left(\frac{1}{x^3} - \frac{1}{x^5}\right) (1 - \exp(-\frac{t}{\lambda}x))}{1 - p \cdot \exp(-\frac{t}{\lambda}x)} dx \right), \quad (2.32)$$

wobei $\sigma_{e,\text{FK}}$ die Leitfähigkeit in einem unendlich ausgedehnten Festkörper darstellt. Einige simple Betrachtungen über Gleichung 2.32 können angestellt werden. So ist recht leicht ersichtlich, dass für $p = 1$ eine Leitfähigkeit von $\sigma_{e,\text{FS}} = \sigma_{e,\text{FK}}$ berechnet wird. Dies

ist einfach zu verstehen, da bei komplett spekulärer Elektronenreflektion keine Veränderung von v_x auftritt und daher t keinen Einfluss auf die Leitfähigkeit hat. Weiterhin lässt sich für den Fall einer großen Filmdicke ($t \gg \lambda$) das Integral zu $\frac{1}{4}$ annähern. Man erhält dann

$$\sigma_{e,FS}(t, p, \lambda) = \sigma_{e,FK} \left(1 + \frac{3\lambda(1-p)}{8t} \right), \quad (2.33)$$

was einer $1/t$ Abhängigkeit mit einem Offset von $\sigma_{e,FK}$ entspricht. Dies ist analog zu der Feststellung, dass der Beitrag der Grenzflächen zur Leitfähigkeit bei zunehmender Schichtdicke abnimmt.

Neben der geometrischen Begrenzung weisen reale Dünnschichtsysteme weitere Merkmale auf, welche Einflüsse auf die Leitfähigkeit haben können. So verweist Soffer [65] darauf, dass die Grenzflächenrauigkeit σ_{RMS} (siehe Abschnitt 2.1.7) einen erheblichen Einfluss auf die Streuprozesse an den Grenzflächen haben kann. Zu diesem Zweck modifiziert er den Parameter p auf eine Weise, dass dieser sich durch σ_{RMS} und den Einfallswinkel der Elektronen θ durch

$$p(\cos \theta) = \exp \left[- \left(\frac{4\pi\sigma_{RMS}}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \theta \right] \quad (2.34)$$

berechnen lässt. Allerdings geht Soffer von einer fehlenden Korrelation der Rauigkeit in der Filmebene aus, also $\xi = \infty$, was für reale Systeme häufig unzutreffend ist.

Die bisherigen Betrachtungen zur Leitfähigkeit berücksichtigt nur den Einfluss der polykristallinen Struktur auf die Symmetrie der Filmsysteme. In diesen Systemen kann es jedoch zu zusätzlichen Beiträgen durch Streuung an den Korngrenzen kommen. Die Stärke des Effekts wird unterschiedlich eingeschätzt. Während in Referenz [66] die Rolle des Korngrenzenwiderstands für den Gesamtwiderstand noch als klein eingeschätzt wird, wird von anderen Autoren ein höherer Einfluss angenommen [67]. Mayadas und Shatzkes [67, 68] entwickelten ein Modell, in dem die Korngrenzen als parallele, halbreflektierende Ebenen beschreiben werden, welche die Transportelektronen streuen. Dieses Modell

$$\sigma_{e,g} = \sigma_{e,0} \cdot 3 \left[\frac{1}{3} - \frac{\alpha}{2} + \alpha^2 - \alpha^3 \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \right], \alpha = \frac{\lambda}{r} \frac{R}{1-R} \quad (2.35)$$

berechnet aus der Leitfähigkeit ohne Korngrenzen $\sigma_{e,0}$ die Leitfähigkeit $\sigma_{e,g}$, welche den Einfluss der Korngrenzen berücksichtigt. Hierbei drückt R die Reflektivität an den Streuebenen (also den Korngrenzen) aus. r entspricht dem mittleren Abstand der Streuebenen, welche dem Durchmesser der Kristallite entspricht. Entscheidend für diese Arbeit ist allerdings, dass bei konstanter Korngröße nur ein konstanter Widerstandsbeitrag von den Korngrenzen herrührt.

Die hier beschriebenen Modelle zeigen, wie sehr die strukturellen Eigenschaften, wie die Schichtdicke, die Grenzflächenrauigkeit und die Korngrenzen der Filmsysteme sich auf den Widerstand auswirken. Aus diesem Grund ist eine Analyse dieser Eigenschaften für das Verständnis des gemessenen Widerstands unerlässlich.

2.2.4 Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands

Die Leitfähigkeit der in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme wird erheblich durch die Temperatur beeinflusst. In diesem Abschnitt wird beschrieben, welche Ursachen für diese Abhängigkeit verantwortlich sind. Zu den mikroskopischen Ursachen des elektrischen Widerstands von Metallen gehören neben statischen Defekten wie Verunreinigungen auch dynamische Streuzentren wie Phononen und Magnonen. Der spezifische Widerstand eines ferromagnetischen Metalls bei einer vorgegebenen Temperatur lässt sich durch

$$\rho(T) = \rho_{\text{St}} + \rho_{\text{Phonon}}(T) + \rho_{\text{Magnon}}(T) + \dots \quad (2.36)$$

darstellen [69]. Dabei steht ρ_{St} für den spezifischen Widerstand aus statischen Defekten, welcher temperaturunabhängig ist. ρ_{Phonon} und ρ_{Magnon} stellen die temperaturabhängigen spezifischen Widerstände dar, welche durch die Streuung der Elektronen an Phononen und Magnonen hervorgerufen werden. Gleichung 2.36 ist damit eine Darstellung der Matthiessen'schen Regel, welche besagt, dass sich der spezifische Widerstand eines Materials aus der Summe der spezifischen Widerstände der einzelnen Streuprozesse berechnen lässt.³

Abweichungen von Gleichung 2.36 treten beispielsweise bei stark verunreinigten Materialien auf, in denen durch diese Verunreinigungen die Bandstruktur des Wirtmaterials verändert wird. Eine Übersicht über Abweichungen von der Matthiessensche Regel finden sich beispielsweise in Referenz [72]. Gleichung 2.36 ist somit nur eine Abschätzung und hat keine allgemeine Gültigkeit.

Die Matthiessen'sche Regel erlaubt die Trennung der temperaturunabhängigen, statischen Streuprozesse von den temperaturabhängigen Prozessen. Zunächst soll die Phononenstreuung als Beitrag zur Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands berücksichtigt werden. Sie verknüpft letzteren mit der Phononenkonzentration des Materials. Für Temperaturen $T \gg \Theta_D$ mit der Debye Temperatur Θ_D ist ein linearer Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand und der Temperatur zu erwarten, da in diesem Fall alle Phononen-Zustände bis zu der Debyefrequenz ω_D besetzt sind [69]. Für $T \ll \Theta_D$ beschreibt das Debye-Modell (Debye T^3 law) [73] eine T^3 Abhängigkeit der Phononenkonzentration. Da jedoch nur Phononen mit großem $|\mathbf{q}|$ die Elektronen von einem Ende der Fermi Kugel zum anderen Ende streuen können, wird ein zusätzlicher Temperaturfaktor von T^2 hinzugefügt, so dass sich für $T < \Theta_D$ insgesamt eine T^5 -Abhängigkeit ergibt [69, 73]. Dies wird durch die sogenannte Bloch-Grüneisen Formel [73]

³Die Matthiessensche Regel geht zurück auf Augustus Matthiessen, welcher in einer Reihe von Publikationen, zum Beispiel [70, 71], nachwies, dass die Temperaturabhängigkeit des Widerstands eines Materials nicht vom Grad seiner Verunreinigung abhängt. Zusätzlich entdeckte er, dass der durch den Grad der Verunreinigung verursachte Widerstand nicht temperaturabhängig ist. Aus diesem spezifischen Zusammenhang wurde in späteren Jahren die Matthiessen'sche Regel entwickelt.

$$\rho_{\text{Phonon}}(T) = A_{el-ph} \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^n \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^n}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx, n = 5 \quad (2.37)$$

beschrieben, welche die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Phononenwiderstands eines Metalls ober- und unterhalb von Θ_D ausdrückt. A_{el-ph} ist dabei eine materialspezifische Konstante. Gleichung 2.37 beschreibt in guter Näherung das Temperaturverhalten von Alkali- und Edelmetallen und zeigt für große T eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen $\rho_{\text{Phonon}}(T)$ und T . Für Übergangsmetalle⁴ müssen jedoch zusätzliche Streuprozesse berücksichtigt werden. Neben einem s-Band besitzen diese Metalle ein d-Band an der Fermienergie. Dadurch kann es sowohl zu Streuungen der Elektronen innerhalb eines Bandes oder zu sogenannten s-d Streuungen kommen, bei denen Elektronen aus s- in d-Bänder streuen. Während für die erstere die Bloch-Grüneisen Formel eine sinnvolle Beschreibung liefert, muss für die s-d Streuungen ein anderes Temperaturverhalten angenommen werden. Wilson [74] zeigte, dass hierfür eine T^3 -Abhängigkeit unterhalb von Θ_D und eine T -Abhängigkeit darüber angenommen werden kann. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass $\rho_{sd,ph}$ abhängig von der Phononenzahl ist.

Zunächst erscheint es nicht sinnvoll, dass durch das Hinzufügen eines weiteren Leitungsbandes eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes auftritt. Da jedoch die d-Bänder über eine hohe effektive Masse m^* verfügen [74], sind die d-Elektronen vergleichsweise lokalisiert und der Hauptanteil des Ladungstransports geschieht über die s-Bänder (siehe Gleichung 2.28 und [75]). Zudem ist die Streuwahrscheinlichkeit eines Elektrons von einem s- in ein d-Band höher als der umgekehrte Prozess, da die Zustandsdichte der d-Bänder an der Fermikante höher ist als für die s-Bänder. Zugenommen wird daher durch die s-d Streuung der spezifische Widerstand erhöht.

Analog zu der Bloch-Grüneisen Formel für s-s Streuungen lässt sich für die s-d Streuungen eine ähnliche Gleichung formulieren, die das oben diskutierte Verhalten berücksichtigt. Diese Bloch-Wilson-Gleichung [74, 76]

$$\rho_{s-d}(T) = A_{el-ph,s-d} \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^n \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^n}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx, n = 3 \quad (2.38)$$

gleicht der Bloch-Grüneisen-Gleichung 2.37, nur dass $n = 3$ statt $n = 5$ verwendet wird. Die Bloch-Wilson Gleichung beschreibt den spezifischen Widerstand bei Temperaturen um die Curie-Temperatur T_C jedoch nur ungenau. Um eine genauere Beschreibung in diesem Bereich zu erhalten kann das Mott'sche Zweistrommodell [77] verwendet werden. Dieses Modell geht davon aus, dass sich der Spin von gestreuten Elektronen nicht verändert, so dass zwei effektive Elektronenkanäle für \uparrow -Elektronen und \downarrow -Elektronen angenommen werden können. In ferromagnetischen Materialien kommt es nun zur Anhebung des d_{\downarrow} Bands sowie zu einer Absenkung des d_{\uparrow} Bands an der Fermienergie. Durch

⁴Im Rahmen dieser Arbeit werden solche Metalle als Übergangsmetalle bezeichnet, die eine nicht vollständig gefüllte d-Schale besitzen.

die Absenkung des d_{\uparrow} -Bandes unter die Fermienergie wird die s-d Streuung für die Elektronen im \uparrow -Kanal blockiert, wodurch es zu einer Reduktion von ρ_{\uparrow} kommt [77]. Die Stärke dieser Reduktion ist allerdings abhängig von der Sättigungsmagnetisierung der Probe [77]. Da für Co im Bereich von 0 - 300 K die Sättigungsmagnetisierung annähernd konstant bleibt [21], liefert die Bloch-Wilson-Gleichung eine gute Beschreibung für das Temperaturverhalten des spezifischen Widerstands in dem in dieser Arbeit betrachteten Temperaturbereich.

Eine genau Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Übergangsmetallen von White und Woods [78] ergab, dass sich der spezifische Widerstand durch eine einzige Gleichung vergleichbar mit Formel 2.37 beschreiben lässt, wobei der Wert n abhängig vom Material variiert wird. Für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien ermitteln sie $n = 3,3$ für Co, $n = 3,7$ für Pt und $n = 3,2$ für Pd. Die Tatsache, dass diese Werte dichter an $n = 3$ als an $n = 5$ liegen, ist auf die Dominanz der s-d Streuung gegenüber der s-s Streuung zurückzuführen [75].

Unterhalb von 10 K wird eine T^2 -Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von Übergangsmetallen beobachtet. Dieses Verhalten wird häufig durch einen Beitrag mit der Form

$$\rho(T) = \alpha T^2 \quad (2.39)$$

beschrieben. Einen Beitrag zu dem in Gleichung 2.39 beschriebenen spezifischen Widerstandsverhaltens liefert die sogenannte Spinunordnung (*spin-disorder*), wie sie von Kasuya beschrieben wird [75]. Diese wird durch die Austauschwechselwirkung zwischen quasi freien s-Elektronen und den lokalisierten d-Elektronen verursacht. Für $T = 0$ K ist der Beitrag von $\rho_{sd\text{-Austausch}} = 0$, während für $T > T_C$ die Sättigungsmagnetisierung verschwindet und der Beitrag von $\rho_{sd\text{-Austausch}}$ konstant bleibt. Es treten zwei Arten der Spinunordnung auf: Die Unordnung der Spinausrichtung, die durch Magnonen beschrieben wird sowie die Unordnung der Position der Spins, welche durch Phononen beschrieben wird. Der Phononen Anteil ist allerdings so gering, dass er vernachlässigt werden kann [79].

Eine Weiterentwicklung des Modells von Kasuya wurde 1963 von Goodings [76] durchgeführt. Er erkannte, dass auch Magnonen, die durch den Übergang von s-Bändern in d-Bänder erzeugt werden, zu $\rho_{sd\text{-Austausch}}$ beitragen. Durch die oben angesprochene Abhängigkeit der s-d Streuung von der Phononenzahl wird für $T \geq 10$ K ein stärkerer Beitrag dieser Magnonen erwartet, also $\rho_{sd\text{-Austausch}}^{s-d} \gg \rho_{sd\text{-Austausch}}^{s-s}$. Bis zu einer Temperatur von $T \leq T_C/4$ beschreibt $\rho_{sd\text{-Austausch}}^{s-d}$ den spezifischen Magnonenwiderstand in einer guten Näherung mit $\rho_{\text{Magnon}} = \alpha T^2$, wobei α eine Konstante ist, die für Co von Raquet et al. zu $\alpha_{Co} = 2,1 \cdot 10^{-5} \mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$ bestimmt wird [80].

Unterhalb von $T = 10$ K wird ein zusätzlicher Effekt mit einer αT^2 -Abhängigkeit beobachtet, der ebenfalls in Paramagneten auftritt. Dieser Effekt kann demnach nicht mit $\rho_{sd\text{-Austausch}}^{s-d}$ erklärt werden, sondern wird häufig auf Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückgeführt. Da eine genaue Diskussion dieses Effekts über den Rahmen dieser Arbeit

hinausgeht soll hier nur auf einige Veröffentlichungen verwiesen werden, die diesen Effekt diskutieren [73, 81–83].

Eine Mischung aus einer Bloch-Wilson Formel mit angepasstem n -Parameter sowie einem T^2 Anteil wird im weiteren Verlauf für die Anpassung des Temperaturverhaltens des spezifischen Widerstands von Co verwendet werden und findet sich auch in der Literatur häufig zur Anpassung von ferromagnetischen Übergangsmetallen [84–88].

2.3 Magnetowiderstandseffekte in dünnen Filmsystemen

Nachdem in den vorherigen Abschnitten der Einfluss der Form, des Materials und der Temperatur auf die Leitfähigkeit diskutiert wurde, werden im Folgenden eine Reihe unterschiedlicher Magnetowiderstandseffekte diskutiert, die in dünnen ferromagnetischen Filmen auftreten. Zunächst wird in Abs. 2.3.1 der Anisotrope Magnetowiderstand vorgestellt. Abs. 2.3.2 beschäftigt sich mit dem Spinwellen Magnetowiderstand und Abs. 2.3.3 mit dem Lorentz Magnetowiderstand. In Abs. 2.3.4 werden sowohl der normale als auch der anomale Hall-Effekt diskutiert. Abs. 2.3.5 erläutert schließlich den sogenannten *Geometrical Size Effect*.

2.3.1 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Der Anisotrope Magnetowiderstand (AMR) wurde zuerst von W. Thomson [89] beschrieben. Er entdeckte, dass der Widerstand eines ferromagnetischen Körpers von dem Winkel zwischen der Stromrichtung \mathbf{j} und der Magnetisierung \mathbf{M} abhängt. Sind beide Vektoren parallel zueinander ausgerichtet, so wird ein größerer Widerstand gemessen, als wenn beide Vektoren senkrecht zueinander stehen. Die Widerstandsdifferenz [90]

$$\Delta\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp} \quad (2.40)$$

gibt dabei die Stärke des Effekts an, während das AMR-Verhältnis

$$\text{AMR}_{\text{ratio}} = \frac{\Delta\rho_{\text{AMR}}}{\rho_{\perp}} \quad (2.41)$$

das für die Anwendung sinnvollere Verhältnis zwischen Effektstärke und Gesamtwiderstand beschreibt. Die Winkelabhängigkeit des AMR lässt sich phänomenologisch durch eine \cos^2 -Verhalten beschreiben [91]

$$\rho(\varphi) = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{\text{AMR}} \cdot \cos^2 \varphi, \quad (2.42)$$

wobei φ den Winkel zwischen \mathbf{M} und \mathbf{j} ausdrückt.

Als physikalische Ursache für den AMR in Übergangsmetallen wird häufig die Spin-Bahn-Wechselwirkung (SOI) genannt. Dies basiert unter anderem auf Untersuchungen von Smit [92], welcher durch das Studium von ferromagnetischen Legierungen darauf

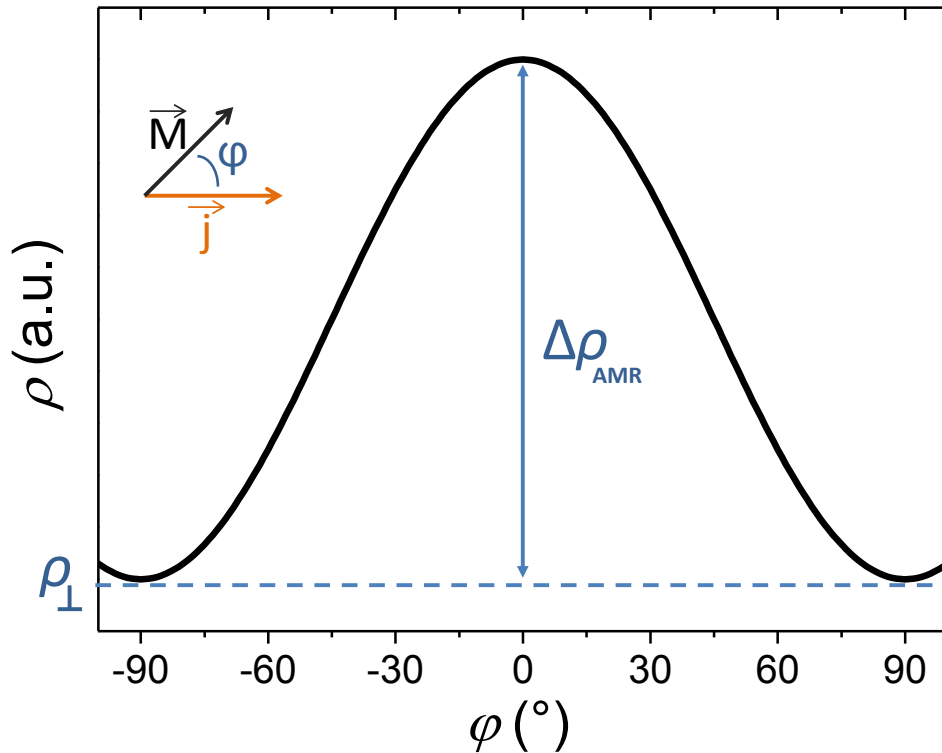


Abbildung 2.2: Abhängigkeit des AMR bezüglich des Winkels φ zwischen der Stromrichtung \mathbf{j} und der Magnetisierung \mathbf{M} .

schloss, dass der AMR mit anderen Eigenschaften wie der Magnetostriktion und der magnetischen Anisotropie korreliert ist. Daraus folgerte er, dass, genau wie diese beiden Eigenschaften, auch der AMR durch die SOI hervorgerufen wird. Er errechnete, dass die Widerstandsänderung durch eine erhöhte Streuwahrscheinlichkeit von s Elektronen in die $3d$ Bänder für eine parallele Ausrichtung von \mathbf{M} zu \mathbf{j} gegeben ist, was zu einem erhöhten Widerstand führt (siehe z.B. Abs. 2.2.4).

Bezüglich der Temperaturabhängigkeit des AMR wird für Co nur eine geringe Zunahme von $\text{AMR}_{\text{ratio}}$ mit abnehmender Temperatur festgestellt [92].

Eine ausführlichere Beschreibung des AMR findet sich zum Beispiel in [21, 92].

2.3.2 Spinwellen Magnetowiderstand (SMR)

Der sogenannte Spinwellen Magnetowiderstand (SMR) beschreibt den Effekt eines äußeren Magnetfeldes \mathbf{H} auf den Widerstand eines ferromagnetischen Körpers und ist insbesondere bei hohen Feldern sichtbar, die jenseits der für eine vollständige Sättigung der Magnetisierung notwendigen Feldstärken liegen. Bei diesen Feldern tritt eine feldabhängige Erhöhung von \mathbf{M} auf, die auf eine Vernichtung der Magnonen zurückzuführen ist. Folglich kommt es zu einer Abnahme der Elektronen-Magnonen Streuung und damit zu einer Abnahme des spezifischen Widerstands mit steigendem \mathbf{H} .

Eine systematische Untersuchung des SMR wurde zum Beispiel von Raquet et al. durch-

geführt [80, 93, 94]. Oberhalb der für eine vollständige Sättigung der Magnetisierung notwendigen Feldstärken finden die Autoren dabei eine lineare Abhängigkeit der Widerstandsänderung von \mathbf{H} . Für Co bei Raumtemperatur ergibt sich für den Einfluss des SMR auf den spezifischen Widerstand einen Wert von etwa $-0,008 \mu\Omega\text{cm}/\text{T}$ [80]. Zusätzlich wird eine Temperaturabhängigkeit beobachtet, die mit [80]

$$-\left|\frac{d\rho_{s-d\text{Wechselwirkung}}}{dH}\right|_{M_S\parallel H} \propto T(1 + 2d_1T^2)\ln\frac{T}{T_0} \quad (2.43)$$

beschreiben wird, wobei T_0 eine temperaturunabhängige Konstante ist und d_1 die temperaturabhängige Änderung der Magnonenmasse ausdrückt. Für d_1 wird für Co-Filme ein Wert von $1,5 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-2}$ bestimmt [80]. Zum Teil werden auch höhere Terme mit $T^{5/2}$ angegeben, welche allerdings aufgrund des verhältnismäßig kleinen zugehörigen Faktors d_2 für gewöhnlich ignoriert werden [95]. Zusätzlich kann es bei niedrigen Temperaturen oder hohen Feldern zu Abweichungen vom linearen Verhalten kommen, was durch [60]

$$\Delta\rho_{s-d\text{Wechselwirkung}}(T, H) = \rho(T, H) - \rho(T, 0) \propto \frac{\mu_0HT}{D(T)^2}\ln\left(\frac{\mu_B\mu_0H}{k_B T}\right) \quad (2.44)$$

beschrieben wird, wobei $D(T) \approx D_0(1-d_1T^2)$ und D_0 der Magnonenmasse am absoluten Nullpunkt entsprechen.

2.3.3 Lorentz Magnetowiderstand (LMR)

Der Lorentzmagnetowiderstand (LMR) basiert auf der Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_L = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})), \quad (2.45)$$

wobei $\mathbf{M} = 0$ für nicht ferromagnetische Materialien gilt. Im Allgemeinen bewirkt die Lorentzkraft eine Auslenkung von Elektronen unter Einfluss eines Magnetfelds. Bewegen sich die Elektronen im H -Feld freien Körper beispielsweise in Richtung x , so werden diese nach Anlegen eines solchen Feldes auf eine Kreisbahn mit Radius $r = mv/eB$ [21] gezwungen. Zwar bleibt die totale freie Weglänge $\lambda(0)$ dadurch unverändert, für den spezifischen Widerstand ist jedoch die Projektion der von $\lambda(0)$ in Richtung x entscheidend, so dass man eine reduzierte freie Weglänge von $\lambda(H) = r(\sin \lambda(0)/r)$ erhält. Dies führt zu einer Erhöhung des spezifischen Widerstands.

In polykristallinen Co Filmen ist der LMR sehr klein. Sowohl in mit Hilfe von Sputterdeposition hergestellte [96] als auch aufgedampfte [97] Co-Filme zeigen keinerlei messbaren LMR. Aus diesem Grund wird im Folgenden dieser Magnetowiderstand bei der Diskussion von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen nicht berücksichtigt.

2.3.4 Hall-Effekt

Der normale Hall-Effekt wurde im Jahr 1879 von E.H. Hall entdeckt [98, 99]. Er tritt auf, wenn ein Strom j_x in Richtung x durch ein Material fließt, an welches ein magnetisches Feld μ_0H_z in Richtung z angelegt wird. Durch die Lorentzkraft wirkt auf die

Leitungselektronen eine Kraft in Richtung y [21]. Es entsteht ein elektrisches Feld E_y oder E_H und eine zugehörige Spannung

$$U_H = R_0 \frac{I_x \mu_0 H_z}{t}, \quad (2.46)$$

wobei R_0 die sogenannte Hall-Konstante bezeichnet, I_x die Stromstärke in x Richtung ausdrückt und t die Dicke des Leiters parallel zur Richtung des Magnetfeldes beschreibt. Um R_0 zu berechnen wird die effektive Ladungsträgerdichte n^* sowie die Ladung der Ladungsträger q verwendet [21, 100]

$$R_0 = (qn^*)^{-1} \quad (2.47)$$

Im praktischen Fall lässt sich auch umgekehrt über die Messung von R_0 die effektive Ladungsträgerdichte n^* berechnen. Für die Matrixnotation lässt sich der Hall-Widerstand als [21]

$$R_{xy} = \frac{U_H}{I_x} \quad (2.48)$$

definieren (siehe Gleichung 2.20). Daher erlaubt eine Vier-Punkt-Messung, wie sie in Abs. 4.2.2 beschrieben ist, die Bestimmung des effektiven Hall-Widerstands. Der Hall-Effekt ist für gewöhnlich stärker in Halbleitern als in Metallen, da die hohe Leitfähigkeit von Metallen die Hall-Spannung praktisch kurzschließt [21].

Im Gegensatz zum normalen Hall-Effekt tritt der anomale Hall-Effekt (AHE) nur in ferromagnetischen Materialien auf. Er wurde ebenfalls von E. H. Hall entdeckt, der in diesen Materialien einen weit stärkeren Effekt beobachtete [99, 101]. Der AHE ist im Gegensatz zum normalen Hall-Effekt abhängig von der Magnetisierung \mathbf{M} und nicht vom Magnetfeld \mathbf{H} . Für ferromagnetische Materialien findet man daher [21]

$$U_H = (R_0 H_z + R_S M_z) \frac{I_x \mu_0}{t} \quad (2.49)$$

mit der anomalen Hallkonstante R_S . In einigen Publikationen wird R_S alternativ auch als R_1 bezeichnet. Als Ursache für den AHE wird häufig die Spin-Bahn Wechselwirkung angegeben [102]. Für die Anhängigkeit des AHE vom longitudinalen Widerstand existieren eine Reihe von Modellen, die verschiedene Effekte wie den intrinsischen Karplus-Luttinger Term oder die extrinsische Versatz-Streuung als Ursache aufführen [103]. Um eine theoretische Beschreibung der Abhängigkeit zu erhalten werden daher Modelle wie [21, 104]

$$R_S = a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2 \quad (2.50)$$

verwendet, wobei a und b materialspezifische Konstanten darstellen.

Die Literaturwerte für Co von R_0 und R_S bei Raumtemperatur haben eine große Varianz [100, 104, 105], da beide Konstanten im Regelfall über Messungen des Längswiderstands

bestimmt und daher von verschiedenen Magnetowiderstandseffekten beeinflusst werden. Dabei werden für R_{0,C_0} Werte zwischen $-0,2 - -1,3 \cdot 10^{-10} \frac{m^3}{C}$ und für R_{S,C_0} Werte zwischen $0,2 - 0,8 \cdot 10^{-10} \frac{m^3}{C}$ genannt.

Eine detaillierte Darstellung sowohl des normalen als auch des anomalen Hall-Effekts findet sich beispielsweise in [21, 100].

2.3.5 Geometrical Size Effect (GSE)

Der sogenannte **Geometrical Size Effect** (GSE) ist ein Magnetowiderstandseffekt, der in dünnen Schichtsystemen auftritt. Ausgangspunkt für die Untersuchung dieses Effekts war die Beobachtung, dass sich der Widerstand eines dünnen Schichtsystems ändert, wenn die Magnetisierung in der Ebene senkrecht zu einem in der Probenebene fließenden Strom gedreht wird. Zu den ersten Untersuchungen zu diesem Thema zählt die Arbeit von Chen und Marsocci [106], die den Widerstand von polykristallinen und ein-kristallinen Ni-Filmen untersuchten. Dabei entdeckten sie, dass der Widerstand beim Anlegen des Magnetfelds in der Probenebene und senkrecht zur Richtung des Stroms \mathbf{j} (transversale Geometrie) größer ist, als der Widerstand beim Anlegen des Magnetfelds in Richtung der Probenormalen (polare Geometrie), also $\rho_t > \rho_p$. Sie erkannten dabei auch, dass sich dieser Effekt mit bisherigen theoretischen Modellen wie dem Sondheimer-MacDonald Effekt [107–109] nicht erklären ließ.

Eine systematische Untersuchung dieses Zusammenhangs lieferte Gil et al. [96] an polykristallinen Co-Schichtsystemen unterschiedlicher Dicke. Um die Stärke des GSE auszudrücken definieren sie das Verhältnis

$$\frac{\Delta\rho_p}{\Delta\rho_t} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_p}{\rho_{\parallel} - \rho_t} \quad (2.51)$$

Der Term $\rho_{\parallel} - \rho_t$ beschreibt dabei den AMR, wie er in einem Volumenkörper auftritt, da die Filmgeometrie keinen Einfluss auf die Widerstandsdifferenz in der Filmebene hat. Gil et al. zeigten, dass das GSE Verhältnis nur von der Textur und nicht von der Filmdicke oder Temperatur abhängt. Der Name *Geometrical Size Effect* ist somit irreführend, wird aber weiterhin verwendet.

Als Ursache für den Zusammenhang zwischen GSE und Textur geben Gil et al. das Modell von Potter [110] an, das den Einfluss von Majoritäts- und Minoritätsspinkanälen auf den AMR in polykristallinen Proben beschreibt. Durch die unterschiedliche Verkipfung der Kristallachse aufgrund der Textur kommt es zu einer veränderten Streuung und dadurch zu einer Widerstandsdifferenz.

Für die Winkelabhängigkeit des GSE wird, ähnlich wie beim AMR, eine \cos^2 Abhängigkeit beobachtet, welche durch

$$\rho(\theta) = \rho_t + (\rho_p - \rho_t)\cos^2\Theta \quad (2.52)$$

beschrieben wird. Hierbei gibt Θ den Winkel zwischen Magnetisierung und der Probennormale an, wobei die Verkipfung in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung \mathbf{j} verläuft. Die Differenz $\rho_p - \rho_t$ ist für den GSE stets negativ.

2.4 Röntgenreflektometrie und Röntgendiffraktion

Die Röntgenstrahlung, also elektromagnetische Wellen mit einer Wellenlänge von etwa 1 - 100 keV [58], wurde erstmals von Willhelm Conrad Röntgen im Jahre 1895 beschrieben [111]. Sie hat eine Vielzahl von Anwendungen zum Beispiel für Strukturuntersuchungen oder in der Medizin. In dieser Arbeit werden die Verfahren der Röntgenreflektometrie (XRR) und der Röntgendiffraktion (XRD) eingesetzt. XRR (Abs. 2.4.1) verwendet die Grenzflächenreflektion in Schichtsystemen zur Untersuchung der Schichtdicken, Grenzflächenrauigkeiten und Interdiffusion. XRD (Abs. 2.4.2) benutzt die Bragg-Streuung zur Ermittlung von Gitterabständen und erlaubt somit Rückschlüsse auf Verspannungen. Das Zusammenspiel beider Methoden gibt Aufschluss über die strukturellen Ursachen für die in dieser Arbeit diskutierte magnetische Anisotropie und MR-Effekte.

2.4.1 Röntgenreflektometrie (XRR)

In diesem Abschnitt sollen die Grundlagen der Röntgenreflektometrie erläutert werden. Zu diesem Zweck wird zunächst die Reflektion von Röntgenstrahlen an einer einzelnen Grenzfläche betrachtet. Dieses Modell wird zunächst auf zwei und später auf eine beliebige Zahl von Grenzflächen erweitert und die resultierende Intensität der reflektierten Strahlung berechnet. Zuletzt wird noch der Einfluss von einer nicht idealen Grenzfläche auf diese Intensität diskutiert.

Reflektion an einer Grenzfläche Anders als bei elektromagnetischen Wellen im sichtbaren Spektrum ist der Brechungsindex n im Frequenzbereich von Röntgenstrahlung kleiner als 1 für praktisch alle Materialien. Als Folge davon werden Röntgenwellen, die von einem Medium 0 mit Brechungsindex $n = 1$ (Vakuum) unter einem Winkel α auf die Grenzfläche zu einem Medium 1 mit Brechungsindex $n' < 1$ treffen unter einem Winkel $\alpha' < \alpha$ transmittiert (siehe Abb. 2.3). An der Grenze zwischen Material 0 und Material 1 muss die Welle und ihre Ableitung stetig sein. Durch Betrachtung der Stetigkeit der Amplituden a und Wellenvektoren \mathbf{k} lässt sich daraus das Snellius'sche Brechungsgesetz herleiten [112]:

$$n \cdot \cos \alpha = n' \cdot \cos \alpha' \quad (2.53)$$

Im Folgenden wird der Brechungsindex des Mediums 0 auf $n = 1$ gesetzt, was neben einem Vakuum in guter Näherung auch in Luft gerechtfertigt ist. Betrachtet man nun den Brechungsindex n' in Medium 1, so unterscheidet sich dieser nur um einen kleinen Betrag δ von 1,

$$\delta = 1 - n' \quad (2.54)$$

wobei δ im Bereich von 10^{-5} liegt.

Da $n' < n$ kommt es unterhalb eines Winkels α_C zur Totalreflexion. α_C lässt sich mit

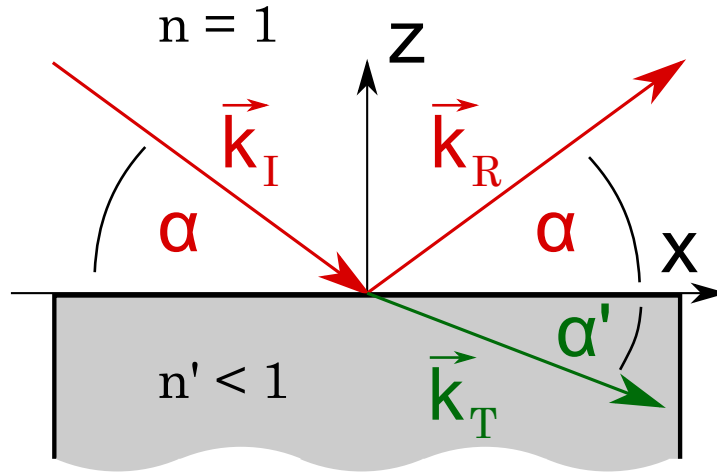


Abbildung 2.3: Einfallende Röntgenstrahlung auf die Grenzfläche zwischen einem Material 0 mit Brechungsindex $n = 1$ (Vakuum) und einem Material 1 mit $n' < 1$. Beide Materialien nehmen in dieser Darstellung Halbräume mit unendlicher Ausdehnung ein. Die einfallende Welle spannt mit der Oberfläche den Winkel α auf und hat den Wellenvektor \mathbf{k}_I . Ein Teil der Welle wird an der Grenzfläche unter dem Winkel α mit dem Wellenvektor \mathbf{k}_R reflektiert, während ein anderer Teil unter dem Winkel α' mit dem Wellenvektor \mathbf{k}_T transmittiert wird.

$\alpha_C = \sqrt{2 \cdot \delta}$ aus dem Brechungsindex berechnen. Ergänzt man den Brechungsindex um einen zusätzlichen, imaginären Term β , mit

$$n \equiv 1 - \delta + i\beta, \quad (2.55)$$

so lassen sich auch Absorptionseffekte beschreiben. β ist mit dem Absorptionskoeffizienten μ über die Beziehung $\beta k = \frac{\mu}{2}$ korreliert, wobei k der Betrag des Wellenvektors \mathbf{k} ist. Anschaulich betrachtet fällt die Intensität auf $\frac{1}{e}$ der ursprünglichen Intensität ab, nachdem eine Strecke von μ^{-1} durchquert wurde.

Mit den oben angegebenen Gleichungen lässt sich nun die Amplitudenreflektivität berechnen, welche als das Verhältnis der reflektierten zu der einfallenden Welle definiert ist:

$$r \equiv \frac{a_R}{a_I} = \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha + \alpha'} \quad (2.56)$$

Die Amplitudentransmission lässt sich analog dazu bestimmen:

$$t \equiv \frac{a_T}{a_I} = \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha + \alpha'} \quad (2.57)$$

Häufig werden statt r und t die Reflektivitätsintensität R_{Int} und die Transmissionsintensität T_{Int} angegeben, welche als Betragsquadrate von r und t definiert sind. Um r und t unabhängig von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung anzugeben, wird zunächst der Streuvektor-Übertrag Q definiert

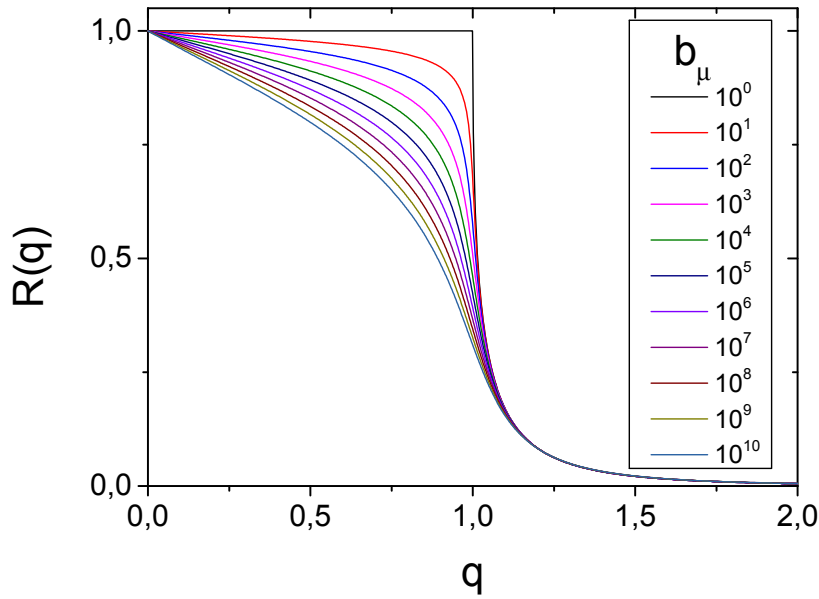


Abbildung 2.4: Auftragung der Reflektivitätsintensität R des in Abb. 2.3 gezeigten Schichtsystems mit einer einzigen Grenzfläche gegen den normierten Streuvektor q für unterschiedliche b_μ .

$$Q = 2 \cdot k \cdot \sin \alpha, \quad (2.58)$$

der eine skalare Darstellung des Streuvektors \mathbf{Q} unter Verwendung von k statt \mathbf{k} ist. Mit Hilfe des kritischen Winkels lässt sich der Streuvektor-Übertrag normalisieren:

$$q \equiv \frac{Q}{Q_C} \quad (2.59)$$

wobei $Q_C \equiv 2 \cdot k \cdot \sin \alpha_C$ der kritische Streuvektor-Übertrag ist, der dem Brewster Winkel entspricht. Mit Hilfe von dieser Definition erhalten wir eine wellenlängenunabhängige Form von Gleichung 2.56 [112]:

$$r(q) = \frac{q - q'}{q + q'} \quad (2.60)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 2.55 und Gleichung 2.53 wird ersichtlich, dass es sich bei q' um eine komplexe Größe handelt, die sich durch die Gleichung

$$q'^2 = q^2 - 1 + i \cdot 2 \cdot b_\mu \quad (2.61)$$

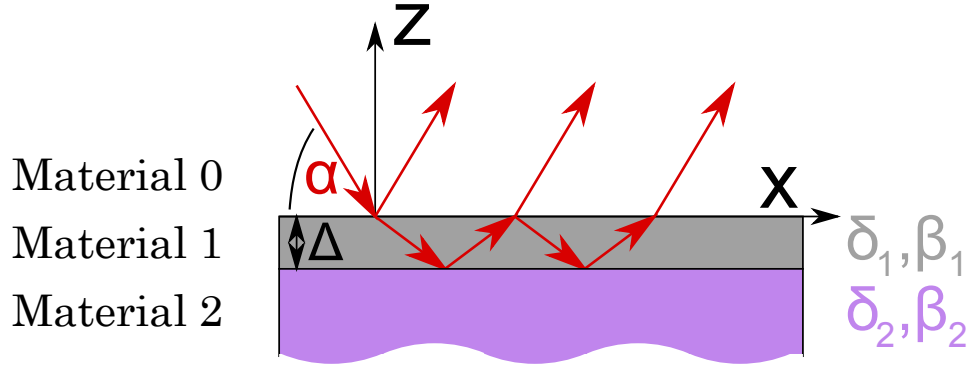


Abbildung 2.5: Erweiterung des Reflektionsmodells aus Abb. 2.3 um eine endliche Schicht. Durch Reflexion und Transmission an den Grenzflächen 0,1 und 1,2 wird die Gesamtintensität der reflektierten Röntgenstrahlung durch entsprechende Beiträge erweitert.

errechnen lässt [112]. b_μ ist hierbei eine Größe, die durch $b_\mu = \frac{2k}{Q_C} \mu$ definiert ist und somit linear von dem Absorptionskoeffizient μ abhängt.

Durch Einsetzen von Gleichung 2.61 in Gleichung 2.60 lässt sich r und somit auch R_{Int} in Abhängigkeit von q berechnen. Abb. 2.4 zeigt $R_{\text{Int}}(q)$ für das in Abb. 2.3 gezeigte Schichtsystem mit nur einer Grenzfläche für verschiedene $b_\mu \geq 1$. Dadurch wird ersichtlich, wie das Verhalten von $R_{\text{Int}}(q)$ um den Winkel α_C bei $q = 1$ von der Absorption in Medium 1 abhängt.

Reflexion an zwei Grenzflächen Im Folgenden soll das Modell aus Abb. 2.3 um eine weitere Grenzfläche erweitert werden, so dass unterhalb des Materials 1 mit einer Breite Δ eine weitere Schicht mit Material 2 angenommen wird. Zusätzlich zu der direkt an der Grenzfläche 0,1 reflektierten Intensität trägt auch die Intensität zur Gesamtreflektivität bei, die zunächst an der Grenzfläche 0,1 transmittiert, anschließend an der Grenzfläche 1,2 reflektiert und schließlich an der Grenzfläche 0,1 transmittiert wird. Ebenso müssen natürlich alle weiteren Anteile berücksichtigt werden, die durch eine beliebige Zahl an Hin- und Rückreflexionen an der Grenzfläche 0,1 und der Grenzfläche 1,2 mit anschließender Transmission an der Grenzfläche 0,1 auftreten. Die Gesamtreflektivität lässt sich daher durch die Summe

$$r_{\text{Ges}} = r_{0,1} + t_{0,1} \cdot r_{1,2} \cdot t_{1,0} \cdot p^2 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (r_{1,0} \cdot r_{1,2} \cdot p^2)^m \quad (2.62)$$

ausdrücken. Für $|r_{1,0} \cdot r_{1,2} \cdot p^2| < 1$ lässt sich Gleichung 2.62 mit Hilfe einer geometrischen Reihe in

$$r_{\text{Ges}} = r_{0,1} + t_{0,1} \cdot r_{1,2} \cdot t_{1,0} \cdot p^2 \frac{1}{1 - r_{1,0} \cdot r_{1,2} \cdot p^2} \quad (2.63)$$

überführen. p^2 steht hierbei für die auftretende Phase, die durch $e^{ik\Delta}$ berechnet wird. Gleichung 2.63 lässt sich durch Substitution der Transmissionsterme, welche zum Beispiel in Referenz [112] beschrieben wird, zum Ausdruck

$$r_{\text{Ges}} = \frac{r_{0,1} + r_{1,2} \cdot p^2}{1 + r_{0,1} \cdot r_{1,2} \cdot p^2}. \quad (2.64)$$

umformen. Berechnet man nun $R_{\text{Int}}(Q)$ eines solchen Schichtsystems, so erhält man zusätzlich zum Abfall der Intensität eine Oszillation der Amplitude mit einer Periode von $\frac{2\pi}{\Delta}$. Diese Oszillationen werden im englischen Sprachgebrauch häufig als *Kiessig fringes* bezeichnet, da sie als erstes 1931 von Heinz Kiessig beschrieben wurden [113].

Reflektion an einem komplexen Schichtsystem Um nun die Reflektivität einer komplexen Lagenstruktur mit einer Vielzahl von Schichten aus unterschiedlichen Materialien auf einem unendlich dicken Substrat zu berechnen, wird Paratts rekursive Methode angewandt. Die Grundidee dieser Methode ist es, zunächst die Reflektivität der untersten Schicht j direkt über dem Substrat zu berechnen und von dort ausgehend die Reflektivitäten an den weiter oben gelegenen Grenzflächen rekursiv zu bestimmen. Dafür muss zunächst der Streuvektor-Übertrag Q_j der Schicht j bestimmt werden. Mit Hilfe der Stetigkeitsbedingung, dass die Wellenvektorkomponente in x-Richtung in jeder Schicht konstant bleiben muss ($k_{x,0} = k_{x,j}$) und dem Snellius'schen Brechungsgesetz (Gleichung 2.53) für die Wellenvektoren ($\mathbf{k}_0 \cdot n_j = \mathbf{k}_j$) erhält man [112]

$$k_{z,j}^2 = (\mathbf{k}_0 \cdot n)^2 - k_{x,j}^2 = (\mathbf{k}_0)^2 \cdot (1 - \delta + i\beta)^2 - k_{x,0}^2 \approx k_{z,0}^2 - 2\delta(\mathbf{k}_0)^2 + 2i\beta(\mathbf{k}_0)^2. \quad (2.65)$$

Für kleine Einfallswinkel kann für die Streuvektor-Überträge $Q_j = 2 \cdot k_j \cdot \sin \alpha_j \approx 2 \cdot k_{z,j}$ angenommen werden. Für Gleichung 2.65 gilt nun:

$$Q_j = \sqrt{Q_0^2 - 8\delta_j k_0^2 + i8\beta_j k_0^2}. \quad (2.66)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung für Q_j können nun die Amplitudenreflektivität für die Reflexion an der Grenzfläche zwischen dem Substrat und der untersten Schicht N bestimmt werden, indem Gleichung 2.60 benutzt wird:

$$r_{N,\text{Substrat}}^* = \frac{Q_N - Q_{\text{Substrat}}}{Q_N + Q_{\text{Substrat}}} \quad (2.67)$$

Das Sternsymbol verdeutlicht hierbei, dass es sich nur um eine einzelne Reflexion an dieser Grenzfläche handelt. Wenn das System nur aus der Grenzfläche zwischen Substrat und der untersten Schicht bestünde, würde r^* die Reflektivität vollständig beschreiben.

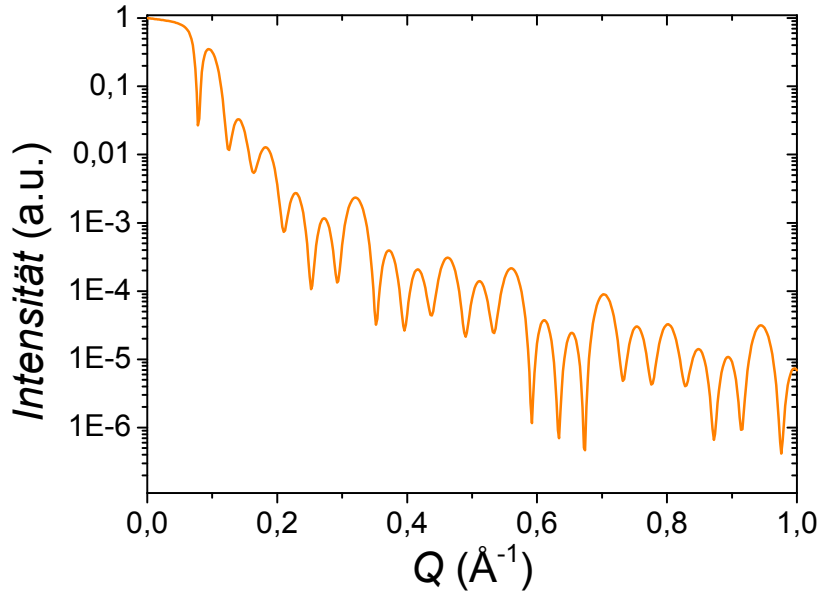


Abbildung 2.6: Mit Hilfe von Parratts rekursiven Verfahren berechnete Reflektivität eines idealen Pt 5 nm/ Co 5 nm/ Pt 3 nm Schichtsystems auf Si. Eine Durchmischung der Schichten oder eine Rauigkeit an den Grenzflächen wird hier noch nicht berücksichtigt. Es wurde eine Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm und die Materialkonstanten $\beta_{\text{Co}} = 3,44 \cdot 10^{-6}$, $\delta_{\text{Co}} = 2,38 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Pt}} = 5,10 \cdot 10^{-6}$, $\delta_{\text{Pt}} = 5,19 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Si}} = 1,81 \cdot 10^{-7}$, $\delta_{\text{Si}} = 7,95 \cdot 10^{-6}$ verwendet.

Für weitere Grenzflächen muss jedoch eine rekursive Methode verwendet werden. Benutzt man Gleichung 2.64 und betrachtet nun die Reflexion an der nächsten Grenzfläche so ergibt sich somit

$$r_{N-1,N} = \frac{r'_{N-1,N} + r'_{N,Sub} \cdot p_N^2}{1 + r'_{N-1,N} \cdot r'_{N,Sub} \cdot p_N^2}. \quad (2.68)$$

Die übernächste Grenzfläche folgt mit

$$r_{N-2,N-1} = \frac{r'_{N-2,N-1} + r_{N-1,N} \cdot p_{N-1}^2}{1 + r'_{N-2,N-1} \cdot r_{N-1,N} \cdot p_{N-1}^2}. \quad (2.69)$$

Dieser Prozess wird bis zu der Grenzfläche der obersten Schicht zum Material 0 (z.B. Vakuum oder Luft) fortgesetzt. Die Reflektivitätsintensität $R_{\text{int } 0,1}$ die sich nun aus $r_{0,1}$ berechnet, beschreibt nun die Gesamreflektivität der Lagenstruktur.

In Abb. 2.6 ist der Reflektivitätsverlauf eines idealen Pt 5 nm/ Co 5 nm/ Pt 3 nm Schichtsystems auf Si gezeigt, wie er mit Hilfe von Parratts rekursiven Verfahren berechnet wird. Die in Abb. 2.6 gezeigte Reflektivitätskurve verwendet eine Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm und die Materialkonstanten $\beta_{\text{Co}} = 3,44 \cdot 10^{-6}$, $\delta_{\text{Co}} = 2,38 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Pt}} = 5,10 \cdot 10^{-6}$, $\delta_{\text{Pt}} = 5,19 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Si}} = 1,81 \cdot 10^{-7}$, $\delta_{\text{Si}} = 7,95 \cdot 10^{-6}$. Alle in dieser Arbeit

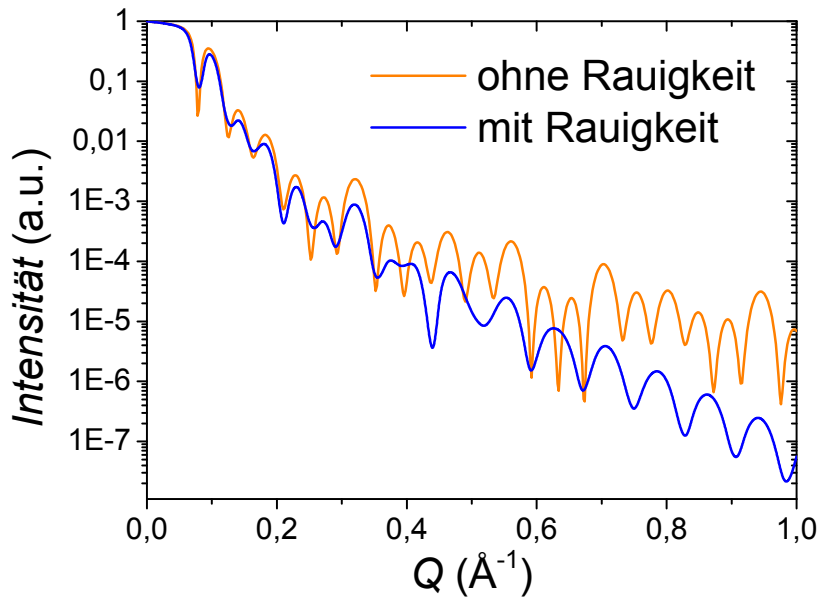


Abbildung 2.7: Vergleich der Modelle eines Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf Si aus Abb. 2.6 mit dem selben System unter Berücksichtigung von Rauigkeit an der Grenzfläche (unkorreliert, $\sigma = 0,2$ nm für Pt und $\sigma = 0,4$ nm für Co und Si, wobei σ die Rauigkeit an der oberen Grenzfläche der entsprechenden Schicht beschreibt.). Durch Berücksichtigung der Rauigkeit sinkt die Intensität in Abhängigkeit von Q . Durch die Wahl unterschiedlicher Werte von σ für die gezeigten Schichten ändern sich die Reflektivitätsoszillationen für hohe Werte von Q sowohl in Amplitude als auch in Frequenz.

angegebenen Werte von β und δ wurden mit Hilfe der CRXO Datenbank berechnet [114].

Einfluss von nicht idealen Grenzflächen Bis zu diesem Punkt wurde stets davon ausgegangen, dass es sich bei den Grenzflächen zwischen den Schichten um perfekte glatte Ebenen handelt. Für reale Systeme ist diese Annahme hingegen nicht sinnvoll. Stattdessen weisen reale Grenzflächen stets eine Rauigkeit auf. Zudem kann es zu einer Interdiffusion der Materialien kommen, was besonders bei Herstellungsverfahren geschieht, bei denen die Atome der Schichtmaterialien mit hoher Energie auf der Probenoberfläche auftreffen (siehe Abschnitt 4.1).

Die Auswirkungen der Abweichung von einer perfekten Grenzfläche auf die Röntgenreflektivität ist abhängig von der Form der Rauigkeit. Reale Grenzflächenrauigkeiten lassen sich durch verschiedene theoretische Modelle beschreiben, zum Beispiel durch Stufen oder durch die Verwendung einer Funktion $h(x, y)$, die das Rauigkeitsprofil in Abhängigkeit der Koordinaten x und y in der Grenzflächenebene beschreibt.

Bei der Verwendung von Stufen auf der Oberfläche zur Beschreibung der Rauigkeit wird die Streulängendichte an der Grenzfläche mit einer sogenannten Grenzflächenfunktion dargestellt, die den Verlauf der Streulängendichte in Abhängigkeit zu der Entfernung

von der Grenzfläche angibt. Häufig wird die Fehlerfunktion als Grenzflächenfunktion verwendet [112]. Für diesen Fall erhält man für die Reflektivitätsintensität [115]:

$$R_{rau} = R_{\text{perfekt}} \cdot e^{-Q \cdot Q' \cdot \sigma^2}. \quad (2.70)$$

Der Parameter σ ist dabei ein Maß für die Breite einer Stufe. Da der Unterschied von Q und Q' mit dem Unterschied von n und n' korreliert ist (siehe Gleichungen 2.53 und 2.54), kann $Q \cdot Q'$ in guter Näherung zu Q^2 vereinfacht werden. Der Einfluss einer solchen Rauigkeit auf die Reflektivitätsintensität ist beispielhaft in Abb. 2.7 gezeigt. Es zeigt sich, dass insbesondere bei großen Q eine deutliche Abweichung von der Amplitude und auch der Wellenlänge der beobachteten Schwingung auftritt.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Anpassungen von XRR Messungen wurden mit Parrratt32 [116] oder MOTOFIT [117] durchgeführt, welche eine Darstellung der Rauigkeit mit Hilfe der Fehlerfunktion verwenden.

Eine detaillierte theoretische Beschreibung des Einfluss von Rauigkeit auf die Reflektivitätsintensität findet sich zum Beispiel in [118, 119]. Eine detaillierte Beschreibung der Röntgenreflektometrie insgesamt findet sich zum Beispiel in [112, 113].

2.4.2 Röntgendiffraktion (XRD)

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der Röntgendiffraktion (XRD) erklärt. Ziel ist es, die gemessene XRD-Intensität theoretisch zu beschreiben. Zu diesem Zweck wird zunächst die Bragg-Gleichung und der atomare Formfaktor eingeführt, mit denen die Streuintensität eines Kristalls berechnet werden kann. Anschließend wird der Formfaktor für fcc und hcp Kristalle bestimmt, da in dieser Arbeit diese Kristallgitter untersucht werden. Schließlich wird das theoretische Modell auf den Fall eines aus mehreren Lagen bestehenden Schichtsystems angepasst, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden.

Bragg-Gleichung Die Grundlage der Röntgendiffraktion ist die Bragg-Streuung, die 1913 von William Lawrence Bragg und William Henry Bragg entdeckt wurde [120]. Die Arbeit der beiden Physiker wurde als so bedeutend eingestuft, dass sie zwei Jahre später mit dem Nobelpreis für Physik geehrt wurden.

Im Folgenden sollen die Grundlagen der Bragg-Streuung erklärt werden. Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Elektron, so wird dieses zum Schwingen angeregt und dient als Ausgangspunkt für eine neue elektromagnetische Welle mit der selben Frequenz wie die Eingangswelle (in der klassischen Betrachtung). Dieser Prozess ist elastisch. Eine Welle kann auch inelastisch gestreut werden, wobei die Energie der gestreuten Welle über $\frac{k}{k'} = \frac{\lambda'}{\lambda}$ berechnet wird. Betrachtet man die Gesamtintensität von elastischer und inelastischer Streuung an allen einzelnen Elektronen in einem Atom, so stellt man fest, dass der inelastische Teil der Intensität klein gegenüber dem elastischen Teil ist, so dass ersterer vernachlässigt werden kann [121]. Aus diesem Grund soll im Weiteren nur auf die elastische Streuung eingegangen werden.

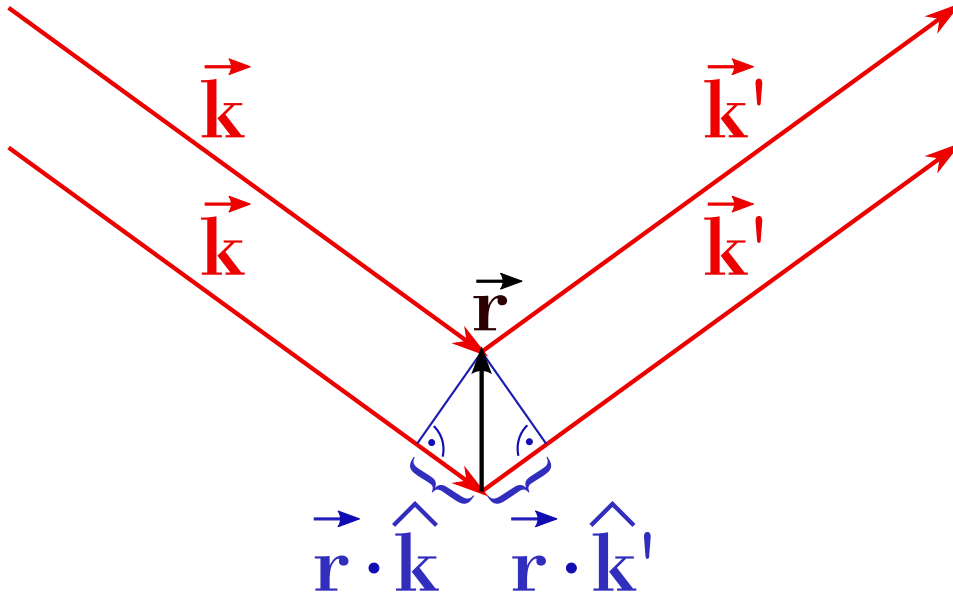


Abbildung 2.8: Streuung einer ebenen Wellenfront an zwei um den Abstand \mathbf{r} verschobenen Punkten in einem Volumen. Der Phasenunterschied lässt sich durch eine Projektion von \mathbf{r} auf die Wellenvektoren \mathbf{k} und \mathbf{k}' berechnen.

Um die Funktionsweise der Röntgenstreuung bei polykristallinen Materialien, wie sie in dieser Arbeit diskutiert werden, zu analysieren, muss zunächst der Aufbau des Kristallgitters betrachtet werden. Für ein solches Kristallgitter lassen sich die sogenannten Miller Indizes h, k, l definieren. Durch diese Indizes können Gitterebenen definiert werden, welche durch die Gitterpunkte $a_1/h, a_2/k$ und a_3/l aufgespannt werden, wobei a_1, a_2 und a_3 die Längen der Vektoren der Einheitszelle sind.

Betrachtet man das reziproke Gitter, dessen Gitterpunkte durch die Beziehung

$$\mathbf{G} = h \cdot \mathbf{a}_1^* + k \cdot \mathbf{a}_2^* + l \cdot \mathbf{a}_3^* \quad (2.71)$$

definiert sind (wobei $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j^* = 2 \cdot \pi \delta_{ij}$ gilt), dann lässt sich zeigen, dass der Vektor \mathbf{G} senkrecht auf der Ebene hkl steht und der Betrag $|\mathbf{G}|$ mit dem Abstand zweier aufeinander folgender Gitterebenen d_{hkl} über $|\mathbf{G}| = \frac{2\pi}{d_{hkl}}$ korreliert ist.

Für die Streuung einer ebenen Welle an zwei Punkten dieses Gitters mit dem Abstand \mathbf{r} zueinander tritt ein Phasenunterschied zwischen den gestreuten Wellen auf. In dieser Betrachtung ist es zunächst ohne Bedeutung, ob es sich bei diesen Punkten um Elektronen in einer Atomschale oder Atome in einem Kristallgitter handelt. Der Phasenunterschied $\Delta\phi$ lässt sich durch

$$\Delta\phi = \frac{2 \cdot \Pi \cdot \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{k}}}{\lambda} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{k} \quad (2.72)$$

berechnen, wie in Abb. 2.8 gezeigt. Ist dieser Phasenunterschied $n \cdot 2k\pi$, so sind beide Wellen in Interferenz. Anschaulich ausgedrückt kann für jedes Kristallgitter mit Gitterabstand d_{hkl} ein Streuvektor Q (oder ein Streuwinkel θ für eine festgelegte Wellenlänge

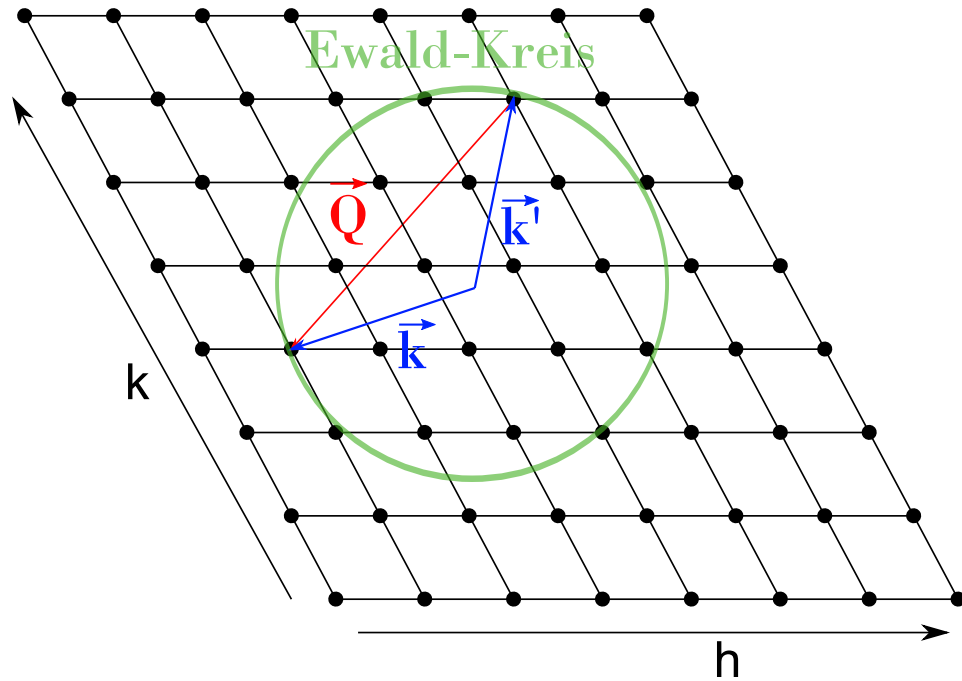


Abbildung 2.9: Der Ewald-Kreis, ein zweidimensionaler Schnitt durch die Ewald-Kugel. Mit Hilfe dieser Projektion lässt sich anschaulich zeigen, welche elastischen Streuungen für einen gegebenen Wellenvektor \mathbf{k} möglich sind. Dazu legt man \mathbf{k} so in das reziproke Gitter, dass \mathbf{k} an einem beliebigen Gitterpunkt endet und zeichnet dann einen Kreis mit Radius k um den Anfangspunkt von \mathbf{k} . Alle Punkte des reziproken Gitters, die nun von diesem Kreis geschnitten werden, repräsentieren eine mögliche Streuebene $hk(l)$, wobei $hk(l)$ durch die Position des entsprechenden Punktes im Gitter gegeben ist.

λ) gefunden werden, unter dem die gestreute Intensität jeder Ebene in Interferenz ist, so dass ein Intensitätsmaximum auftritt. Dies lässt sich durch die Bragg-Gleichung

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \theta \quad (2.73)$$

ausdrücken.

Eine äquivalente Beschreibung der Beugung an einem Kristallgitter liefert die sogenannte Laue-Bedingung, die besagt, dass es genau dann zu einer konstruktiven Interferenz der Röntgenwellen kommt, wenn der Streuvektor gleich einem reziproken Gittervektor ist, also

$$\mathbf{Q} = \mathbf{G}. \quad (2.74)$$

Diese Gleichung lässt sich gut über die sogenannte Ewald-Kugel begreifen. Die Ewald-Kugel, oder im zweidimensionalen Raum der Ewald-Kreis, kann im reziproken Raum konstruiert werden, indem man das Ende des Wellenvektors \mathbf{k} an einen Gitterpunkt anlegt, wie in Abb. 2.9 gezeigt ist. Nun lässt sich eine Kugel (Kreis) um den Vektoranfang zeichnen, deren Radius der Länge des Vektors \mathbf{k} entspricht. Da der gestreute

Wellenvektor \mathbf{k}' die selbe Länge besitzt, muss sein Ende ebenfalls auf der so konstruierten Ewald-Kugel liegen. Jeder andere Punkt des reziproken Gitters \mathbf{G}_{hkl} , der auf der Ewald-Kugel liegt, entspricht einer Streuung an der Ebene hkl , für die es zu einer positiven Interferenz kommt, für den also die Bragg-Gleichung 2.73 erfüllt ist. Beinhaltet das Röntgenspektrum eine Bandbreite $\Delta\lambda > 0$ ($\Delta\mathbf{k} > 0$), so hat auch die Ewaldkugel eine spezifische Breite Δk , wodurch die Laue-Bedingung für ein Spektrum von \mathbf{k} erfüllt ist.

Atomarer Formfaktor Mit Hilfe der Bragg- und Laue-Bedingungen kann der Streuprozess beschrieben werden, der die Grundlage für XRD bildet. Um aber die Stärke der Streuung zu beschreiben, ist es wichtig, die Streuamplitude eines einzelnen Atoms zu kennen. Zu diesem Zweck wird der atomare Formfaktor $f_{\text{Atom}}(\mathbf{Q})$ verwendet. Dieser Faktor beruht auf der Betrachtung des Phasenunterschieds, der bei der Streuung an einem Atom auftritt und kann über die Gleichung

$$f_{\text{Atom}}(\mathbf{Q}) = \int \rho(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (2.75)$$

beschrieben werden. $\rho(\mathbf{r})$ gibt die Elektronendichte im betrachteten Atom an und $e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}}$ ist der in Gleichung 2.72 beschriebene Phasenunterschied. Den Maximalwert nimmt $f_{\text{Atom}}(\mathbf{Q})$ an, wenn Q gegen 0 geht, da hier der Phasenunterschied für jeden Ort \mathbf{r} ebenfalls gegen 0 geht. In diesem Fall hat $f_{\text{Atom}}(\mathbf{Q})$ den Wert Z , also die Anzahl an Elektronen in dem Atom.

Streuintensität in einem Kristallgitter Betrachtet man größere Strukturen, wie beispielsweise einen Kristall, so ist es sinnvoll, den Formfaktor des Kristalls in einen Teil für jede Einheitszelle $F_{\text{E.Z.}}(\mathbf{Q})$ und einen Teil für das Kristallgitter $F_{\text{Kristall}}(\mathbf{Q})$ aufzuspalten, beispielsweise

$$F^{\text{Kristall}}(\mathbf{Q}) = \sum_j f_j(\mathbf{Q}) e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_j} \cdot \sum_m e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}_m}, \quad (2.76)$$

wobei die erste Summe die Einheitszelle und die zweite Summe das Kristallgitter beschreibt.

Der Formfaktor bietet zwar eine sinnvolle theoretische Beschreibung des Streuprozesses, für das Experiment ist jedoch die gemessene Gesamtintensität von Bedeutung. Um diese Intensität zu berechnen, müssen weitere Faktoren berücksichtigt werden.

Zu diesem Zweck wird der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Einheitszelle verwendet, der durch $r_0^2 P |F_{\text{E.Z.}}(\mathbf{Q})|^2$ [112] angegeben werden kann, wobei r_0 den klassischen Elektronenradius beschreibt und P einen Polarisationsfaktor der einfallenden Welle ausdrückt, der von der Polarisation der einfallenden Röntgenstrahlung gegenüber der Streuebene abhängt. Durch Berücksichtigung von $F_{\text{Kristall}}(\mathbf{Q})$ kommen zusätzliche Faktoren hinzu. Es ergibt sich [112]:

$$I(\mathbf{Q})_{\text{gem,ges}} = \Phi_{\text{einfallend}} \cdot r_0^2 \cdot P \cdot |F_{\text{E.Z.}}(\mathbf{Q})|^2 \cdot N \frac{\lambda^3}{\nu_{\text{E.Z.}} \cdot \sin(2\theta)}. \quad (2.77)$$

$\Phi_{\text{einfallend}}$ ist dabei die einfallende Intensität pro Fläche. N gibt die Anzahl der Einheitszellen an und $F_{\text{E.Z.}}$ sowie $\nu_{\text{E.Z.}}$ stehen für den Formfaktor und das Volumen der Einheitszelle des betrachteten Kristalls. Betrachtet man diese Gleichung, so fällt auf, dass nur der Formfaktor, der Polarisationsfaktor (abhängig davon ob eine polarisierte oder eine unpolarisierte Quelle verwendet wird) sowie der Faktor $1/\sin(2\theta)$ von dem Einfallswinkel θ abhängig sind. Da die letzteren beiden geometrisch einfach zu beschreiben sind, verdient der Formfaktor besondere Aufmerksamkeit, da er die Form des Streuspektrums bestimmt. Aus diesem Grund sollen im folgenden Abschnitt für fcc und hcp Einheitszellen die Formfaktoren hergeleitet werden.

Zunächst wird jedoch der Einfluss der Endlichkeit des Kristalls auf die Intensität diskutiert. Bei der Betrachtung der Streuintensität muss berücksichtigt werden, dass die Laue-Bedingung $\mathbf{Q} = \mathbf{G}$ nur für einen unendlich ausgedehnten Kristall exakt erfüllt sein muss. Da aber reale Kristalle notwendigerweise endlich sind, hat auch der Bragg-Reflex eine endliche Breite. Anders ausgedrückt erlaubt die Messung der Breite L eines Bragg-Reflexes in Richtung 2θ die Bestimmung der Kristallitbreite $B_{2\theta}$ in Richtung von \mathbf{Q} über die sogenannte Scherrer-Gleichung [121]

$$B_{2\theta} = \frac{0,9\lambda}{L \cos \theta} \quad (2.78)$$

Die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme bestehen außerdem aus vielen kleinen Kristalliten, deren Ausrichtung zueinander sich unterscheidet. Für die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme lässt sich die Häufigkeitsverteilung der Ausrichtung eines Kristallits in einer makroskopischen Polykristall annäherungsweise durch ein Gaußprofil darstellen. Das heißt, dass es für die Kristallite in einem solchen Polykristall eine bevorzugte Ausrichtung gibt. In diesem Zusammenhang wird von einer Textur in Richtung $[hkl]$ mit einer Breite b_ω gesprochen, wobei $[hkl]$ die Richtung ist, in dem das Maximum des Gaußprofils auftritt. b_ω drückt die Breite des Gaußprofils bei halber Maximalintensität (in Radian) aus. Dies hat zur Folge, dass der Streuvektor \mathbf{Q} , für den die Laue-Bedingung erfüllt wird, sich für jeden Kristallit unterscheidet.

Um die Gesamtintensität eines Bragg-Reflexes zu messen, wie sie in Gleichung 2.77 beschrieben ist, muss demnach sowohl über den 2θ - als auch den ω -Winkel integriert werden. Dies geschieht mit Hilfe von sogenannten ω -Karten, die in Abs. 5.3.1 näher beschrieben werden.

Formfaktoren für fcc und hcp Kristallgitter Zur genaueren Analyse des Einheitszellenformfaktors $F_{\text{E.Z.}}$ werden im Folgenden zwei Einheitszellen betrachtet, die für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit eine große Rolle spielen. Die hexagonal dichteste Kugelpackung (hcp) und das kubisch flächenzentrierte Kristallgitter (fcc). Für beide Systeme wird davon ausgegangen, dass alle Atome in der Einheitszelle vom selben

Element sind. Durch die Laue-Bedingung kann der Ausdruck für den Formfaktor der Einheitszelle aus Gleichung 2.76 in

$$F_{\text{E.Z.}}(\mathbf{G}) = f(\mathbf{G}) \sum_j e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_j} \quad (2.79)$$

umgeformt werden. Nun müssen die Gitterpositionen der fcc und der hcp Einheitszelle eingesetzt werden. Diese sind für fcc, ausgedrückt in den Einheitsvektoren des fcc Gitters:

$$\mathbf{r}_1 = (0, 0, 0) \quad \mathbf{r}_2 = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right) \quad \mathbf{r}_3 = \left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) \quad \mathbf{r}_4 = \left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right) \quad (2.80)$$

Für die Streuung an einer Ebene (hkl), repräsentiert durch den Vektor \mathbf{G}_{hkl} , ergibt sich dann

$$F_{\text{E.Z.}}^{fcc}(\mathbf{G}) = f(\mathbf{G})(1 + e^{i\pi(h+k)} + e^{i\pi(k+l)} + e^{i\pi(l+h)}) \quad (2.81)$$

Da h, k, l stets ganze Zahlen sind erhält man für den Formfaktor einer fcc Einheitszelle daher:

$$F_{\text{E.Z.}}^{fcc}(\mathbf{G}) = \begin{cases} 4f(\mathbf{G}), & \text{falls } h, k, l \text{ alle gerade oder alle ungerade} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.82)$$

Die Intensitäten der Streuungen an allen Ebenen, für die h, k, l nicht alle gerade oder ungerade sind, ist daher 0. Man spricht in diesem Fall von verbotenen Streuebenen.

Im Falle eines hexagonalen Gitters liegen die Gitterpositionen der Einheitszelle bei

$$\mathbf{r}_1 = (0, 0, 0) \quad \mathbf{r}_2 = \left(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{2}\right) \quad (2.83)$$

wobei die für ein hcp-Gitter üblichen Einheitsvektoren benutzt werden⁵. Eingesetzt in Gleichung 2.79 erhält man:

$$F_{\text{E.Z.}}^{hcp}(\mathbf{G}) = f(\mathbf{G})(1 + e^{i\pi(\frac{2}{3}h + \frac{4}{3}k + l)}) \quad (2.84)$$

Dieser Ausdruck kann sowohl reale als auch komplexe Lösungen haben. Es ist daher leichter das Betragsquadrat von Gleichung 2.84 zu betrachten, wie es auch in der gemessene Intensität auftritt (siehe Gleichung 2.77):

⁵In dieser Arbeit wird für das hcp Gitter stets die hkl Notation mit a_1, a_2 und c verwendet und nicht die $hkil$ Notation mit a_1, a_2, a_3 und c . Die hcp(002) Ebene entspricht demnach der hcp(0002) Ebene.

$$\left| F_{\text{E.Z.}}^{\text{hcp}}(\mathbf{G}) \right|^2 = f(\mathbf{G})^2 \cdot [(1 + e^{i\pi(\frac{2}{3}h + \frac{4}{3}k+l)})(1 + e^{-i\pi(\frac{2}{3}h + \frac{4}{3}k+l)})] \quad (2.85)$$

Die lässt sich vereinfachen zu:

$$\left| F_{\text{E.Z.}}^{\text{hcp}}(\mathbf{G}) \right|^2 = 4f(\mathbf{G})^2 \cdot \cos^2\left(\pi\left(\frac{1}{3}h + \frac{2}{3}k + \frac{1}{2}l\right)\right) \quad (2.86)$$

Damit kann nun analog zu fcc auch für hcp die Formfaktoren der Einheitszellen in Abhängigkeit von h, k, l bestimmt werden:

$$\left| F_{\text{E.Z.}}^{\text{hcp}}(\mathbf{G}) \right|^2 = \begin{cases} 4f(\mathbf{G})^2, & \text{falls } h + 2k = 3n \text{ und } l \text{ gerade} \\ 3f(\mathbf{G})^2, & \text{falls } h + 2k = 3n \pm 1 \text{ und } l \text{ ungerade} \\ f(\mathbf{G})^2, & \text{falls } h + 2k = 3n \pm 1 \text{ und } l \text{ gerade} \\ 0, & \text{falls } h + 2k = 3n \text{ und } l \text{ ungerade} \end{cases} \quad (2.87)$$

Wie schon im Falle der fcc Gitterstruktur gibt es bei der hcp Gitterstruktur verbotene Streuebenen, allerdings deutlich weniger als bei der fcc Gitterstruktur.

Dieser Unterschied kann verwendet werden, um mit Hilfe von XRD zwischen einer fcc und einer hcp Gitterstruktur zu unterscheiden, wenn der Gitterabstand in Wachstumsrichtung nahezu identisch ist, wie zum Beispiel bei der Co fcc[111] und der Co hcp[002] Richtung. In Abs. 5.3.4 wird dies für die in dieser Arbeit untersuchten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme angewendet werden.

Röntgenstreuung an einem komplexen Schichtsystem Bisher wurde in der Diskussion davon ausgegangen, dass es sich bei den zu untersuchenden Proben um polykristalline Systeme handelt, die aus einem einzelnen chemischen Element bestehen. In dieser Arbeit werden jedoch Schichtsysteme untersucht, die aus zwei oder mehr Elementen bestehen. Um für diese Systeme die Streuintensität in Abhängigkeit von Q zu berechnen, müssen zunächst Annahmen über das Kristallsystem getroffen werden.

Gibt es in einem Schichtsystem mehrere Lagen mit dem selben Gitterabstand, die durch Zwischenschichten getrennt werden, so kann es zur Interferenz der Streuintensität dieser Lagen kommen. Der entscheidende Parameter hierfür ist die Kohärenz in Wachstumsrichtung des Lagensystems. Um dies anschaulich zu erklären, wird als Beispiel ein Schichtsystem bestehend aus 3 Lagen angenommen, wobei die Lage 1 und 3 aus Material A und die mittlere Lage 2 aus Material B besteht. Im Falle eines Systems, bei dem die einzelnen Lagen nicht in einer kristallinen Phase wachsen (inkohärentes Wachstum), kann die Gesamtintensität leicht berechnet werden, indem die Einzelintensitäten $I_{\text{gem,ges}}(\mathbf{Q})$ der drei Lagen addiert wird. Ist dies nicht der Fall, wächst die Probe in Wachstumsrichtung also zum Beispiel vollständig in einer kristallinen Phase (kohärentes Wachstum), so kann die Gesamtintensität mit Hilfe der sogenannten kinematischen

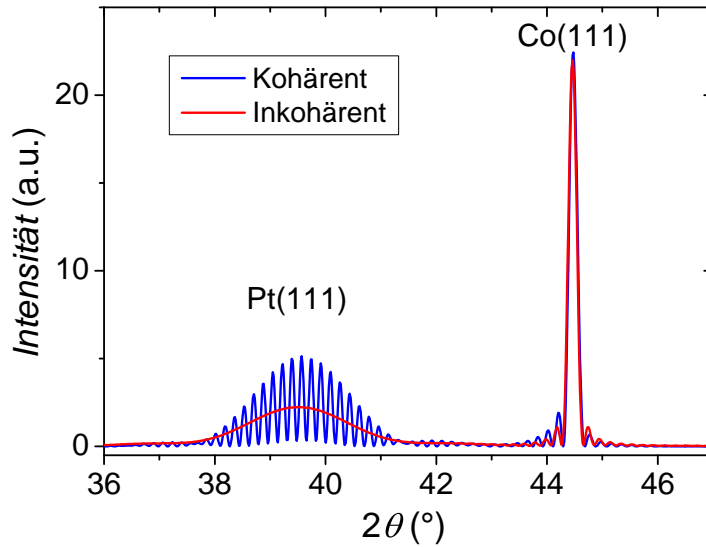


Abbildung 2.10: Vergleich der theoretischen Streuintensität eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems berechnet mit dem kinematischen Modell für $\lambda = 0,15406$ nm unter Annahme einer einzelnen kristallinen Phase (kohärent) und ohne kristalline Phase (inkohärent) im Bereich von 36 - 47°.

Näherung [35] berechnet werden. In diesem Fall steht die Position der Atome mit denen der anderen Schichten in klarer Beziehung, so dass der Formfaktor wie folgt lautet:

$$F(Q_z)_{\text{kohärent}} = f_1 \sum_{j=1}^{N_1} \cdot e^{i \cdot Q_z \cdot d_1 \cdot j} + f_2 \sum_{j=1}^{N_2} \cdot e^{i \cdot Q_z \cdot (d_2 \cdot j + d_1 \cdot N_1)} + f_3 \sum_{j=1}^{N_3} \cdot e^{i \cdot Q_z \cdot (d_3 \cdot j + d_2 \cdot N_2 + d_1 \cdot N_1)} \quad (2.88)$$

Hierbei wurde \mathbf{Q} mit Q_z ersetzt, da nur die parallel zur Wachstumsrichtung z gerichtete Komponente von \mathbf{Q} zum Formfaktor beiträgt. Als Folge eines kohärenten Verhaltens können anstatt eines einzelnen Reflexes an der für Material A beziehungsweise B erwarteten Position eine Vielzahl von Reflexen auftreten, die sich mit Hilfe einer einhüllenden Gaußfunktion gut umfassen lassen. In Abb. 2.10 ist die mit der kinematischen Näherung berechnete Intensität eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems für eine Röntgenwellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm gezeigt. An der Position des Pt(111) Reflexes bei etwa 39,8° wird für den inkohärenten Fall ein einzelner, breiter Reflex berechnet, der die Vielzahl von Reflexen des kohärenten Falls umfasst. Der Co(111) Reflex bei etwa 44,6° hingegen ist in beiden Fällen nahezu identisch.

Für polykristalline Schichtsysteme kann es zu einer Mischung aus kohärentem und inkohärentem Wachstum kommen, wenn nur für einen Teil der Kristallite ein Wachstum in kristalliner Phase auftritt. Durch Analyse des Diffraktionsprofils und Vergleich mit dem theoretischen Verlauf kann daher der Anteil der Kristallite abgeschätzt werden, die in Wachstumsrichtung in einer kristallinen Phase wachsen.

3 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden erklärt, die in dieser Arbeit zur Untersuchung der Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme verwendet werden. Zunächst wird in Abs. 3.1 der Aufbau des Röntgendiffraktometers und Messaufbau an den Beamlines erläutert, die zur Messung der in dieser Arbeit gezeigten XRR- und XRD-Messungen verwendet wurden. Abs. 3.2 beschäftigt sich mit der Transmissionselektronenmikroskopie und Abs. 3.3 zeigt, wie mit Hilfe des Magneto-optischen Kerr-Effekts die magnetische Anisotropie bestimmt wird. Zuletzt wird in Abs. 3.4 die Funktionsweise des Messaufbauten erklärt, die zur Durchführung der Magnetowiderstandsmessungen verwendet wurden.

3.1 Aufbau der Röntgenexperimente

Mit der Röntgenreflektometrie (XRR) und der Röntgendiffraktion (XRD) werden in dieser Arbeit zwei integrative Methoden der Strukturuntersuchung verwendet (siehe Abs. 2.4).

Die Mehrzahl der in dieser Arbeit gezeigten XRR- und XRD-Messungen wurden mit Hilfe eines sogenannten Röntgendiffraktometers durchgeführt. Der Aufbau des Diffraktometers ist in Abb. 3.1 schematisch gezeigt. Bei dem Gerät handelt es sich um ein Seifert 3003 Diffraktometer, welches die Cu-K α -Linie (Wellenlänge 0,15406 nm) verwendet. Die Quelle ist fest montiert, so dass die Einfallsrichtung stets identisch bleibt. Durch eine Blende kann die Strahlbreite variiert werden, wobei für alle gezeigten Messungen eine Strahlbreite von 0,2 mm verwendet wurde. Die Abmessung des Strahls senkrecht zur Einfallsebene wird durch die Blende auf etwa 10 mm festgelegt. Für kleinere Proben wird daher eine geringere Intensität gemessen, da nicht die gesamte Röntgenintensität genutzt wird. Die Probe selbst wird auf einer Plattform befestigt, welche um drei Achsen rotieren kann. Zunächst kann die Probe um die Achse senkrecht zur Röntgeneinfallsrichtung und senkrecht zur Normale (z-Richtung) gedreht werden (siehe Abb. 3.1). Diese Drehrichtung wird als Ω bezeichnet. Eine weitere Drehachse ist die Röntgeneinfallsrichtung, χ . Zuletzt kann die Probe noch um die Probennormale gedreht werden. Diese Richtung ist allerdings für die hier untersuchten Proben nicht von Bedeutung, da durch die polykristalline Textur kein Unterschied in den Struktureigenschaften in der Filmebene auftritt. Zusätzlich zu den Drehungen kann die Probe in Richtung der Normale verschoben werden.

Der Detektorwinkel 2θ kann separat zu Ω variiert werden, wobei der maximale Winkel bei etwa 100° liegt. Zudem kann der Detektor mit einem einzigen Aufnahmekanal oder als

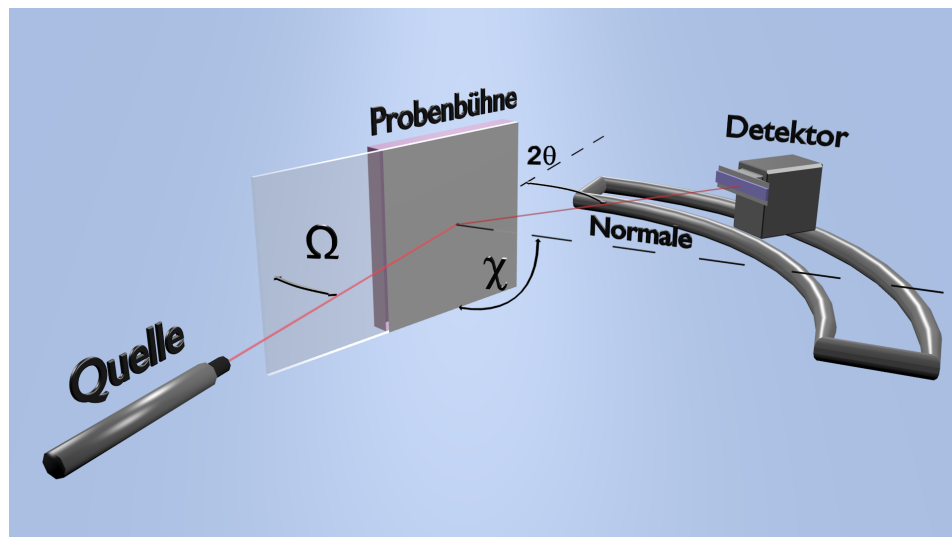


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des verwendeten Röntgenaufbaus. Neben Probenbühne, Quelle und Detektor sind die wichtigsten Drehachsen Ω , 2θ und χ eingezeichnet. Die Normale steht senkrecht zur Einfallsrichtung.

Multikanaldetektor mit einer Breite von $2\theta = 15^\circ$ beziehungsweise 14° betrieben werden.

Um eine höhere Intensität der Röntgenstrahlen zu erreichen wurden einige XRD- und XRR-Messungen an der P08 Beamline [122] und der P09 Beamline [123] des Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) unter Mithilfe von Dr. Dieter Lott, Dr. Oliver Seeck und Dr. Jörg Stempfer durchgeführt. Beide Beamlines ermöglichen sogenannte *high intensity diffraction* und bieten daher ein stark verbessertes Verhältnis der Intensität zum Hintergrund, so dass auch Bragg-Reflexe mit schwacher Intensität nachgewiesen werden können. An der P09 Beamline kann zusätzlich die Temperatur der Probe von 1,7 - 800 K variiert werden.

Der Aufbau der Diffraktometer an den Beamlines entspricht im Wesentlichen dem des Röntgendiffraktometers in Abb. 3.1, so dass die Streuwinkel 2θ , Ω , ω und χ analog verwendet werden können. Die Energie der Röntgenstrahlung der P08 und P09 Beamline liegt bei 10 keV, was einer Wellenlänge von $\lambda = 0,124$ nm entspricht. Infolgedessen werden die Positionen der Reflexe bei niedrigeren 2θ Werten erwartet, als dies für $\lambda = 0,15406$ nm der Fall ist.

3.2 Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

In diesem Abschnitt wird eine kurze Einführung in die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) in der Querschnittsgeometrie (*cross-section TEM*) gegeben. Eine ausführlichere Erklärung der Transmissionselektronenmikroskopie wird in diesem Abschnitt nicht durchgeführt, da auch die Diskussion der TEM Ergebnisse in Abs. 5.1.2 eher qualitativ erfolgt. Für eine ausführliche quantitative Analyse wäre zudem die systematische Unter-

suchung aller Proben mit unterschiedlicher Co-Dicke t_{Co} notwendig. Dies ist allerdings aufgrund des unten diskutierten Aufwands bei der Probenpräparation nicht möglich.

Die Transmissionselektronenmikroskopie ist eine der wichtigsten Methoden zur Betrachtung von Materialsystemen im Realraum und erreicht dabei subatomare Auflösungen, die mit anderen Techniken wie zum Beispiel mit der Rasterelektronenmikroskopie nicht möglich sind.

Die Entwicklung des TEM geht zurück auf die Arbeit von M. Knoll und E. Ruska [124, 125], die Anfang der dreißiger Jahre des 20. Jahrhunderts die ersten Elektronenmikroskope entwickelten. Während diese frühen Anlagen in der Auflösung noch mit Lichtmikroskopen zu vergleichen waren, können heutige TEMs problemlos einzelne Atome auflösen [126].

Bei der Transmissionselektronenmikroskopie wird mit Hilfe einer Elektronenquelle ein Elektronenstrahl erzeugt, welcher mit Hilfe einer magnetischen Linsenvorrichtung auf die zu betrachtende Probe fokussiert wird. Der Aufbau ist damit vergleichbar mit einem Rasterelektronenmikroskop, mit dem entscheidenden Unterschied, dass nicht reflektierte Elektronen oder Sekundärelektronen betrachtet werden, sondern die transmittierten Elektronen. Bei dem Durchgang durch die Probe können die beschleunigten Elektronen sowohl mit den Atomkernen als auch mit den Schalenelektronen wechselwirken. Dies führt zu einer elastischen beziehungsweise inelastischen Streuung der Elektronen, abhängig vom Massenverhältnis der jeweiligen Stoßpartner [127]. Umso größer die Distanz ist, die die Elektronen in der Probe durchqueren müssen, umso mehr Elektronen streuen in dieser Probe und umso geringer ist die Zahl der Elektronen, die transmittiert werden. Um einen starken Kontrast im TEM zu erhalten, ist ein sinnvolles Verhältnis von stark gestreuten und schwach oder gar nicht gestreuten Elektronen notwendig. Dies erfordert eine maximale Dicke der Probe von etwa 100 nm [127].

Eine der größten Herausforderungen bei der Transmissionselektronenmikroskopie ist daher die Präparation der Proben. Da Proben, die mit TEM untersucht werden sollen, häufig Dicken im Bereich von μm oder mm aufweisen, müssen sie in geeigneter Weise bearbeitet werden. Dafür stehen eine ganze Reihe von Verfahren zur Verfügung, zum Beispiel mechanisches Schneiden, Schleifen, Mahlen, chemisches und elektrochemisches Abtragen, sowie Bearbeitung mit fokussierten Ionenstrahlen (FIB). Insbesondere letzteres Verfahren erlaubt ein sehr feines und gezieltes Schneiden der Proben auf Dicken von unter 100 nm. Durch Herstellung der Proben auf dünnen Membranen lässt sich die Präparation zwar stark vereinfachen, allerdings sind die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Proben stark von dem Substrat abhängig, wie in den Kapiteln 5 und 6 gezeigt werden wird. Um also eine Vergleichbarkeit zwischen TEM und anderen in dieser Arbeit verwendeten Verfahren zu gewährleisten, können für die HRTEM Untersuchungen keine speziellen Substrate verwendet werden. Außerdem ist eine Verwendung von Membranen als Substrat nur für Betrachtung der Probenoberfläche (*plan-view TEM*) sinnvoll. Sollen hingegen Querschnitte untersucht werden (*cross-section TEM*), wie es ist in dieser Arbeit der Fall ist, ist die beschriebene Präparation unerlässlich.

Der Kontrast eines TEM-Bildes hat eine Vielzahl von Ursachen, die bei der Interpreta-

tion in Betracht gezogen werden müssen. Zunächst werden alle transmittierten Elektronen herausgefiltert, die während des Probendurchganges mehr als um einen festgelegten Winkel α gestreut wurden. Orte in der Probe, die Elektronen stärker streuen als andere, erscheinen daher im Bild dunkler, was als Streukontrast bekannt ist. In amorphen Proben ist dieser Kontrast aus diesem Grund sowohl von der Dicke der Proben als auch der Ordnungszahl der streuenden Atome abhängig. Verdickungen der Probe sowie Elemente mit höherer Ordnungszahl werden daher dunkler abgebildet. In kristallinen Proben kommt es zu weiteren Kontrastmechanismen. Ähnlich wie Photonen werden auch Elektronen in Kristallgittern gebeugt (siehe Gleichung 2.73). Werden Elektronen herausgefiltert, die unter einem Winkel gestreut werden, für die das erste Intensitätsmaxima der Beugung erwartet wird, so erscheinen die Orte, von denen die gebeugten Elektronen ausgehen, dunkler als solche, die nicht gebeugt wurden. Auf diese Weise kann die Gitterstruktur inklusive Gitterfehlern und Verspannungen sichtbar gemacht werden. Auch der sogenannte Phasenkontrast erlaubt eine direkte Betrachtung des Gitters. Dieser kann mehrere Ursachen haben. Er wird zum Beispiel dadurch hervorgerufen, dass Elektronen, welche entlang einer Gitterreihe wandern, im Vergleich zu Elektronen die sich nicht parallel zu den Gitterreihen bewegen, phasenverschoben sind [127]. Durch Interferenz dieser Elektronenwellen kann die Gitterstruktur, die diese Interferenz hervorgerufen hat, sichtbar gemacht werden.

Eine ausführliche theoretische Diskussion der für die TEM relevanten theoretischen Hintergründe findet sich zum Beispiel in [126], während in [127] ein Überblick über die Grundlagen der TEM gegeben wird.

3.3 Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)

Eine häufig benutzte Methode, um die Abhängigkeit der Magnetisierung von einem äußeren Feld einer Probe zu ermitteln ist der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE). Dieser Effekt beschreibt die Polarisationsänderung von linear polarisiertem Licht, welches an einer ferromagnetischen Oberfläche reflektiert wird. Entdeckt wurde dieses Verhalten bereits 1877 von John Kerr [128]. Die Ursache für diesen Effekt liegt in der unterschiedlichen Dielektrizität $\epsilon_{DE}(\mathbf{M})$ von links und rechts zirkular polarisiertem Licht in der ferromagnetischen Oberfläche begründet [129]. Die Korrelation von ϵ_{DE} und \mathbf{M} wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hergestellt [130]. Da linear polarisiertes Licht als eine Überlagerung von zirkular polarisierten Wellen dargestellt werden kann, führt dies zu einer Rotation der Polarisation um den Winkel θ_K . Zusätzlich kommt es ebenfalls zu einem sogenannten magnetischen Zirkulardichroismus, das heißt, die Elliptizität des linear polarisierten Lichts wird durch die Magnetisierung um ϵ_K verändert. Die Ursache dafür ist, dass es durch den Imaginärteil von ϵ_{DE} in nicht transparenten Medien zu einer Dämpfung von einfallenden Lichtwellen kommt. Da diese Dämpfung für links und rechts polarisiertes Licht unterschiedlich stark ausfällt erhält dieses Licht eine Elliptizität [129]. Da sowohl θ_K wie auch ϵ_K in erster Näherung linear von der Magnetisierung abhängen, kann durch die Messung von θ_K oder ϵ_K die Abhängigkeit der Magnetisierung von einem äußeren Feld bestimmt werden.

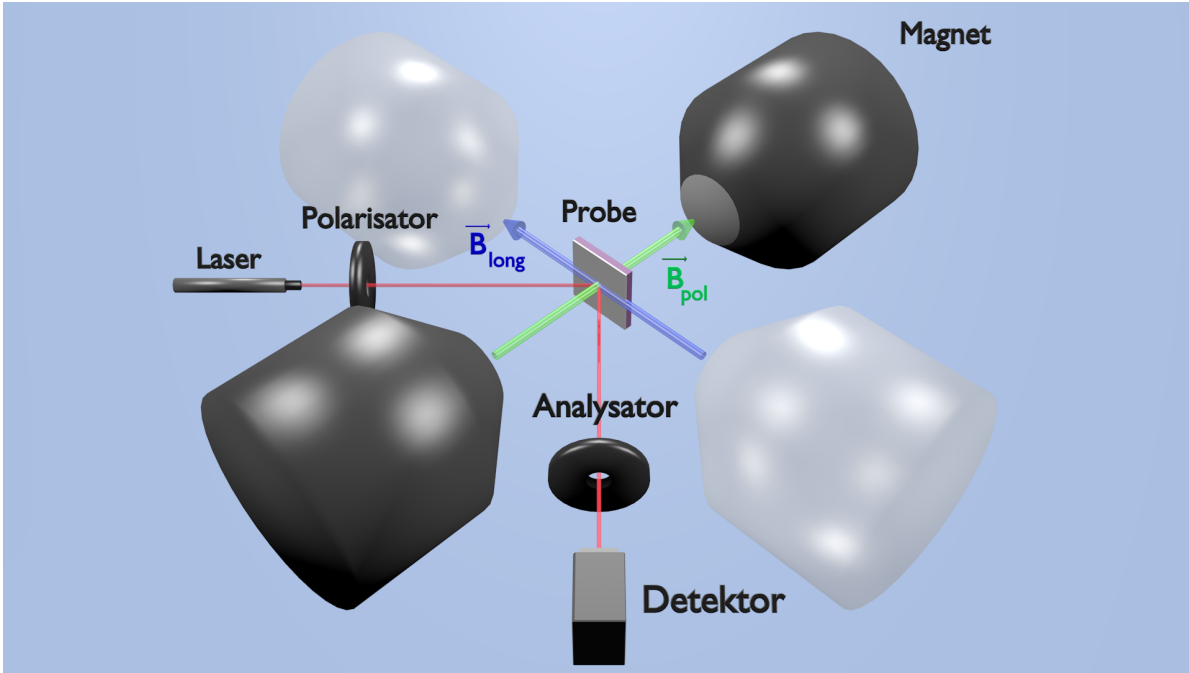


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des verwendeten MOKE-Aufbaus. Das Laserlicht wird durch einen Polarisator linear polarisiert, bevor es an der Probenoberfläche reflektiert wird. Durch einen Analysator und eine im Detektoraufbau befindliche Photodiode kann die Rotation des reflektierten Lichts ermittelt werden. Durch Einbau eines $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens vor dem Analysator wird alternativ die Elliptizität gemessen. Zwei Polschuhe erzeugen ein bis zu 1 T starkes Magnetfeld welches entweder entlang der Probennormalen (polare Geometrie) oder entlang der Probenebene (longitudinale Geometrie) angelegt werden kann.

Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau zur Messung des MOKE ist in Abb. 3.2 dargestellt. Ein Laserlicht mit einer Wellenlänge von 638 nm wird von einer ULN-Laserdiode (*ultra low noise*) erzeugt und durch einen Polarisator linear polarisiert. Der Laserstrahl trifft unter einem Winkel von 45° auf die Probe auf und wird dort reflektiert. Mit Hilfe eines Analysators und einer Photodiode kann die Polarisation der Probe, das heißt die Rotation von θ_K , analysiert werden. Durch Positionierung einer $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte vor dem Analysator kann ebenfalls die Elliptizität gemessen werden.

Ein Elektromagnet dient zur Erzeugung eines Feld von maximal ± 1 T am Probenort. Abhängig von der Ausrichtung der Probennormale zum Magnetfeld wird entweder von der polaren Geometrie (Probennormale und Magnetfeld parallel) oder der longitudinalen Geometrie (Probennormale senkrecht zum Magnetfeld und in der Einfallsebene des Lasers) gesprochen.

Eine ausführlichere Beschreibung des MOKE findet sich zum Beispiel in [129, 130].

Um mit aus der Messung von θ_K oder ϵ_K die magnetische Anisotropie zu bestimmen, wie sie in Abs. 2.1 beschrieben wird, betrachtet man zunächst die freie Energiedichte

$$E/V = K_{1,\text{eff}} \cdot \sin^2 \Theta + K_2 \cdot \sin^4 \Theta - \mu_0 H M_S \cos \Phi \quad (3.1)$$

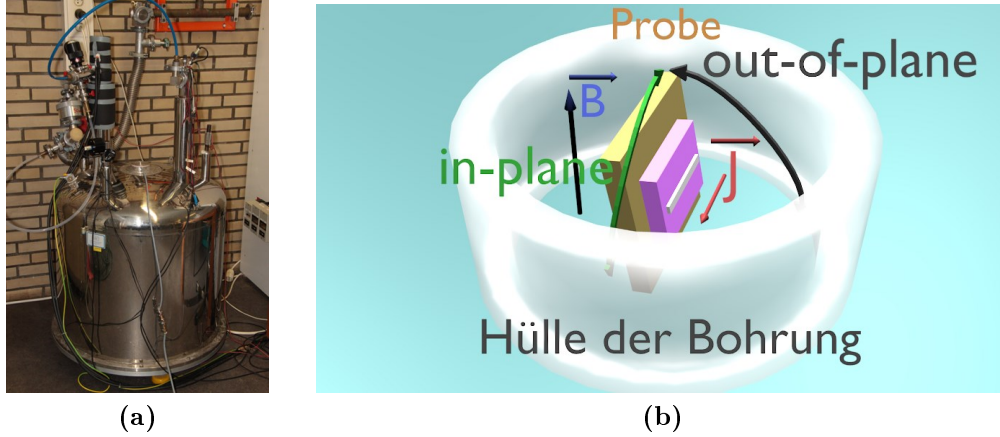


Abbildung 3.3: (a) Photo des Warmbohrmagneten aus [60]. (b) Schematische Darstellung der Probe im Warmbohrmagneten. Die Probe befindet sich in der Bohrung des umgebenden Magneten und lässt sich, je nach Art des Einbaus, um eine von zwei Achsen drehen. Auf diese Weise können Magnetfeld \mathbf{B} und Stromrichtung \mathbf{j} parallel (longitudinal), senkrecht zueinander in der Probenebene (transversal), senkrecht mit \mathbf{B} in Richtung der Probennormalen (polar) oder in eine beliebige Ausrichtung zwischen diesen Geometrien gedreht werden. Die Rotation zwischen longitudinaler und transversaler Ausrichtung wird in-plane und die Rotation zwischen polarer und transversaler Ausrichtung out-of-plane genannt.

Θ beschreibt dabei den Winkel zwischen \mathbf{M} und Probennormale und Φ den Winkel zwischen \mathbf{M} und \mathbf{H} . Wenn die Filmnormale die leichte (harte) Achse der Magnetisierung ist, wird ein Feld in der Filmebene (Filmnormale) angelegt, so dass $\Phi + \Theta = 90^\circ$ ($\Phi = \Theta$) gilt. Durch Minimierung der Energie $\partial(E/V)/\partial\Theta$ erhält man

$$\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} m_{\parallel} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\parallel}^3 = \mu_0 H(m_{\parallel}) \quad (3.2)$$

für eine leichte Achse in Richtung der Filmnormalen und

$$-\left(\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} + \frac{4K_2}{M_S}\right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\perp}^3 = \mu_0 H(m_{\perp}) \quad (3.3)$$

für eine leichte Achse in der Filmebene. $m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_S$ und $m_{\perp} = M_{\perp}/M_S$ drücken dabei die relative Magnetisierung in der Filmebene beziehungsweise senkrecht zur Filmebene aus.

3.4 Experimentelle Aufbauten zur Messung der Magnetowiderstandseffekte

In diesem Abschnitt soll eine kurze Einführung der für diese Arbeit verwendeten Messaufbauten gegeben werden, die zur Durchführung der Magnetowiderstandsmessungen verwendet wurden. Anschließend wird die verwendete Messgeometrie erläutert. Eine Vorstellung des Probenlayouts findet sich in Abs. 4.2.2.

Die in dieser Arbeit gezeigten Magnetowiderstandsmessungen wurden mit Hilfe von zwei verschiedenen Aufbauten durchgeführt. Für Messungen bei Raumtemperatur wurde ein sogenannter Warmbohrmagnet verwendet, während die temperaturabhängigen Messungen mit dem sogenannten Spectromag durchgeführt wurden.

Ein Foto des Warmbohrmagnets ist in Abb. 3.3(a) gezeigt. Der Aufbau besteht aus einem supraleitenden Magneten, der mit Hilfe von flüssigen Stickstoff und flüssigen Helium gekühlt wird. In der Mitte des Magneten befindet sich eine Bohrung, die bei Raumtemperatur gehalten wird. Während den Messungen befindet sich die Probe in die Mitte dieser Bohrung. Dieser Aufbau ermöglicht es, ein homogenes Magnetfeld von bis zu ± 11 T am Ort der Probe anzulegen. Die Probe selbst kann jederzeit um eine von zwei Achsen gedreht werden. Der verwendete Magnet wurde von Oxford Instruments¹ hergestellt und wird mit Hilfe einer IPS 120-10 Stromversorgung betrieben. Eine ausführlichere Beschreibung des Warmbohrmagneten findet sich in [60].

Um Messungen bei tieferen Temperaturen durchzuführen wurde ein weiterer, ebenfalls von Oxford Instruments² hergestellter, Tieftemperaturmessaufbau verwendet. Dieser Spectromag genannte Aufbau ähnelt dem Warmbohrmagneten, unterscheidet sich allerdings in der Probenkammer. Diese Kammer kann mit Hilfe von flüssigem Helium geflutet werden, wobei der Zustrom mit Hilfe eines Ventils gesteuert wird. Zusätzlich kann durch eine Heizung am Ort der Probe eine Temperatur zwischen 2 K und 300 K eingestellt werden. Dadurch können neben Magnetfeld- und Winkelvariationen auch Temperaturvariationen durchgeführt werden.

Im Folgenden soll die Durchführung der Messung diskutiert werden. Während die Richtung des Magnetfeldes \mathbf{B} konstant bleibt, kann die eingebaute Probe um zwei Achsen rotieren, wie es in Abb. 3.3(b) schematisch dargestellt ist. Auf diese Weise können verschiedene Ausrichtungen von Stromrichtung \mathbf{j} zu \mathbf{B} gewählt werden (siehe Abb. 3.4). Sind \mathbf{j} und \mathbf{B} parallel spricht man von einer longitudinalen Geometrie. Liegt \mathbf{B} in der Probenebene aber senkrecht zu \mathbf{j} so ist die Geometrie transversal. Wenn \mathbf{B} in Richtung der Probenormalen zeigt (und damit senkrecht zu \mathbf{j}) liegt die polare Geometrie vor. Der vorliegende Messaufbau erlaubt die Durchführung von Messreihen mit einer Drehung um die beschriebenen Achsen bei konstantem Magnetfeld oder von Messreihen mit einer Variation des Magnetfelds bei konstantem Winkel zwischen \mathbf{j} und \mathbf{B} .

Die Abhängigkeit des Widerstands von der Feldstärke wird bestimmt, indem die magnetische Feldstärke variiert und die Probe in den drei in Abb. 3.4 gezeigten Geometrien ausgerichtet wird. Während der Messung wird ein Strom von $I_x = 5$ mA angelegt und die Spannung U_x gemessen. Der Längswiderstand ergibt sich über $R_{xx}(H) = U_x / I_x$. Neben der Längsspannung wurde simultan auch die Querspannung $U_y(H)$ gemessen (siehe Abs. 4.2.2). Die Messungen der Querspannung werden im Rahmen dieser Arbeit nur in polarer Geometrie durchgeführt, da der planare Halleffekt, der in longitudinaler und transversaler Geometrie auftritt, nicht Gegenstand dieser Arbeit ist.

Zusätzlich wurden sogenannte Rotationsmessungen durchgeführt, bei denen $R_{xx}(\mathbf{M})$ ge-

¹Projekt Nummer: 37791

²Projekt Nummer: 52398

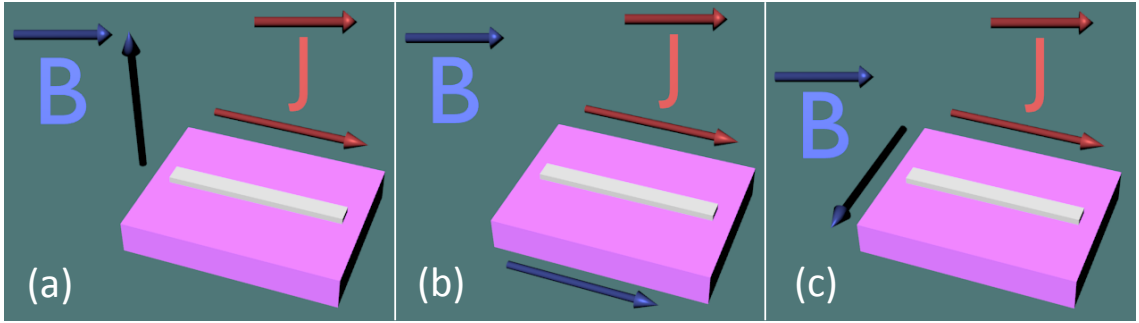


Abbildung 3.4: Geometrien, in denen die Magnetowiderstandseffekte in dieser Arbeit gemessen werden. Die Stromrichtung \mathbf{j} ist durch die verwendete Drahtgeometrie vorgegeben. In der polaren Geometrie (a) liegt die Magnetfeldrichtung \mathbf{B} in Richtung der Filmenormalen. In der longitudinalen Geometrie (b) liegen \mathbf{B} und \mathbf{j} parallel in der Filmebene. In der transversalen Geometrie (c) liegt \mathbf{B} in der Filmebene aber senkrecht zu \mathbf{j} .

messen wird. Für diese Messungen wird die Probe in einem konstanten Magnetfeld von +6 T gedreht und eine Stromstärke von $I_x = 5 \text{ mA}$ angelegt. Diese Magnetfeldstärke wurde gewählt, da in diesem Bereich ein isotropes Hochverhalten von $R_{xx}(H)$ vorliegt. Zur Durchführung der Messung werden die Proben in zwei unterschiedlichen Ausrichtungen gemessen und mit $R_{xy}(H) = U_y / I_x$ daraus der Querwiderstand berechnet.

Für die *in-plane*-Messungen (ip) ist die Drehachse die Probennormale, so dass das Magnetfeld zwischen longitudinaler und transversaler Ausrichtung gedreht wird (siehe Abb. 3.4). Der Drehwinkel wird φ genannt und wird zwischen -95° und 95° variiert. Ein Winkel von $\varphi = 0^\circ$ entspricht damit der longitudinalen Geometrie, während für $|\varphi| = 90^\circ$ die transversale Geometrie vorliegt. Da in diesem Fall die Magnetisierung in der Probenebene verbleibt und sich nur der Winkel zwischen \mathbf{j} und \mathbf{M} verändert, kann auf diese Weise der AMR ohne Einfluss von Oberflächeneffekten gemessen werden.

Für die *out-of-plane*-Messungen (op) ist die Stromrichtung die Drehachse, so dass die Probe zwischen polarer und transversaler Ausrichtung gedreht wird. Der Drehwinkel wird θ genannt und ebenfalls zwischen -95° und 95° variiert. Da in diesem Fall der Winkel zwischen \mathbf{j} und \mathbf{M} stets bei 90° bleibt, ist die Messung allein auf Grenzflächeneffekte empfindlich. $\theta = 0^\circ$ entspricht dabei der polaren Geometrie und $|\theta| = 90^\circ$ der transversalen Geometrie.

4 Probenpräparation

Neben dem Verständnis der Messmethoden ist bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen eine Kontrolle der Herstellungsbedingungen der Proben von großer Bedeutung. In diesem Kapitel werden daher die Methoden erläutert, welche für die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Schichtsysteme zum Einsatz kommen. Zunächst werden in Abs. 4.1 die in dieser Arbeit verwendeten Methoden der Sputterdeposition erklärt und der Aufbau der Depositionskammer beschrieben. Anschließend werden in Abs. 4.2 die Herstellung und der Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten Proben erläutert.

4.1 Sputterdeposition

Das physikalische Ätzen von Material mittels Ionenbeschuss, das sogenannte Sputtern, wurde erstmals 1852 beschrieben [131]. Neben der Verwendung zum Abtragen von Material hat das Sputtern vielfach Anwendung im Bereich der Herstellung dünner Schichten gefunden, der sogenannten Suptterdeposition. Bei der Sputterdeposition handelt es sich um einen Prozess, bei dem ein Materialtarget mit Ionen beschossen wird, so dass ein oder mehrere Atome herausgelöst werden. Diese Atome lagern sich auf einem Substrat ab, so dass es auf dem Substrat zu einem Filmwachstum des Targetmaterials kommt.

Es existieren eine Vielzahl unterschiedlicher Methoden der Sputterdeposition, welche sich durch die Position und Form des Targets, Substrats und der Art der Ionenquelle unterscheiden. Die Sputterdeposition erlaubt relativ hohe Auftragsraten von bis zu $0,3 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, deutlich höher als durchschnittliche Auftragsraten bei Elektronenstrahlverdampfungsverfahren [132–134]. Zudem können sowohl metallische als auch nichtmetallische Filme hergestellt werden. Eine ausführlichere Beschreibung der Sputterdeposition findet sich zum Beispiel in [135, 136].

In dieser Arbeit werden zwei Formen der Sputterdeposition verwendet, die Elektron-Zyklotronresonanz (ECR) Sputterdeposition [137] (siehe Abs. 4.1.1) und die DC Magnetron-Sputterdeposition (siehe Abs. 4.1.2). Als Sputtergas für die Ionen wird in beiden Fällen Argon verwendet.

4.1.1 Elektron-Zyklotronresonanz (ECR) Sputterdeposition

Die Elektron-Zyklotronresonanz Sputterdeposition ist ein Verfahren, bei dem das Sputtertarget von der Plasmakammer räumlich getrennt ist (siehe Abb. 4.1(a)). Die Plasmakammer, in die Argongas eingeleitet wird, besteht aus einer Keramik und ist von Permanentmagneten umgeben [137]. Durch eine Antenne werden Mikrowellen in die Plasmakammer geleitet, wo sie mit den Argonatomen im Magnetfeld koppeln und so

ein Argonplasma zünden. Eine am Gitter angelegte Extraktionsspannung beschleunigt die positiv geladenen Ionen aus der Kammer direkt auf das Sputtertarget. Sowohl die Extraktionsspannung als auch das Targetmaterial können bei Bedarf verändert werden. Der Vorteil der ECR Sputterdeposition besteht in einer hohen Flussdichte der beschleunigten Ionen [137] bei vergleichsweise geringem Gasdruck am Ort des Substrats (siehe Abs. 4.1.3). Der geringe Arbeitsdruck während der ECR Sputterdeposition (im Vergleich zu anderen Verfahren der Sputterdeposition, siehe 4.1.2) verringert daher den Restgasdruck.

Wie bereits weiter oben erwähnt ermöglicht die ECR Sputterdeposition eine variable Beschleunigungsspannung. Dadurch können zum Beispiel Ionen mit höherer kinetischer Energie als bei anderen Sputterdepositionsmethoden verwendet werden, was stärker texturierte Schichtsysteme zur Folge hat [138]. Gleichzeitig erhöht sich allerdings auch die Interdiffusion zwischen aufeinanderfolgenden Schichten.

Am Target reflektierte Ar^+ -Ionen können den Sputterprozess stark beeinflussen [139–142]. Da in der verwendeten Kammergeometrie die Ionen unter einem Winkel von 45° auf das Target auftreffen, werden spiegelnd reflektierte Ionen jedoch nicht das Substrat erreichen, sofern sie nicht durch Kollision mit Restgaspartikeln die Richtung ändern. Da die mittlere freie Weglänge der Ionen bei einem Argondruck von $p_{\text{Ar}} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar (siehe Abs. 4.1.3) bei etwa 12 cm und für $p_{\text{Ar}} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar bei etwa 40 cm liegt [143], ist der Anteil der auf das Substrat gestreuten Ionen gering. Daher sollte dieser Effekt nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Eine genauere Beschreibung der ECR Sputterdeposition findet sich zum Beispiel in [135–137] und den darin enthaltenen Zitationen.

4.1.2 DC Magnetron Sputterdeposition

Die Magnetron Sputterdeposition ist eines der am häufigsten in der Forschung eingesetzten Sputterdepositionsverfahren. Eine Anordnung von Permanentmagneten beschleunigt Elektronen vor dem Target auf eine Kreisbahn (siehe Abb. 4.1(b)). Auf dieser Kreisbahn ist die Kollisionswahrscheinlichkeit der Elektronen mit Ar-Atomen des Arbeitsgases somit stark erhöht, wodurch die Gasatome ionisiert werden. Die hierdurch freigesetzten Elektronen können weitere Atome ionisieren. Ein einzelnes freies Elektron, das beispielsweise durch zufällige Ionisation entsteht, reicht somit zur Initialzündung des Plasmas aus. Durch eine Spannung, die an das Target angelegt wird, werden die Ar^+ -Ionen auf diese Kathode beschleunigt, wo sie Atome herauslösen. Eine genauere Beschreibung des Magnetron-Plasmazerstäubens findet sich zum Beispiel in [144, 145].

Einer der Vorteile des Magnetronsputters gegenüber der ECR Sputterdeposition besteht in der geringeren Größe und geringeren Anschaffungskosten der benötigten Komponenten, wobei letzteres insbesondere für mögliche kommerzielle Anwendungen von Bedeutung ist. Zudem sind die Energien der gesputterten Teilchen geringer als bei der ECR Sputterdeposition [138], wodurch die Interdiffusion aufeinanderfolgender Schichten im Vergleich zur ECR Sputterdeposition verringert wird.

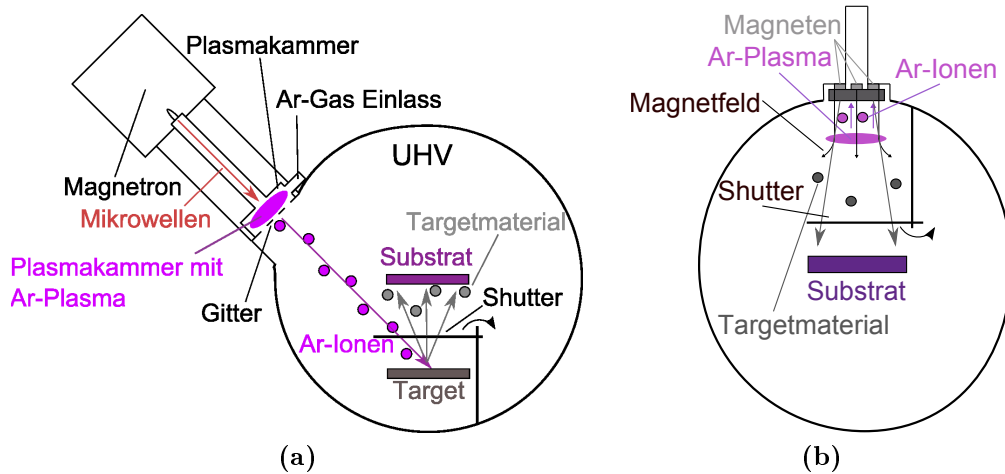


Abbildung 4.1: (a) Skizze der ECR-Kammer. Das Magnetron erzeugt Mikrowellen, die über eine Antenne in die Plasmakammer eingespeist werden. In die Plasmakammer wird Argon eingeleitet ($p_{\text{Ar}} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar oder $p_{\text{Ar}} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar). Durch die Mikrowellen wird ein Argonplasma erzeugt dessen Ar^+ -Ionen mit 1,2 kV auf das Target beschleunigt werden, wo diese Ar^+ -Ionen Platinteilchen aus dem Target herausschlagen. Wird die Blende zwischen Probe und Target geöffnet, können die Teilchen auf dem Substrat aufwachsen. (b) Skizze der Magnetron-Kammer. Mehrere Permanentmagneten hinter dem Materialtarget erzeugen ein Magnetfeld, das Elektronen vor dem Target auf eine Kreisbahn beschleunigt. Durch Stöße mit Argonatomen (Arbeitsdruck $p_{\text{Ar}} = 3,4 \cdot 10^{-3}$ mbar) werden diese ionisiert und weitere Elektronen freigesetzt. Eine an das Target angelegte Spannung beschleunigt die Ar^+ -Ionen auf das Target, wodurch Material herausgelöst wird. Dieses Material lagert sich auf dem Substrat ab und führt so zum Filmwachstum.

4.1.3 Präparationskammern

In diesem Abschnitt sollen zunächst die Präparationskammern vorgestellt werden, die zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme verwendet wurden. Da im Zeitraum, in dem die Proben für diese Arbeit hergestellt wurden, ein Wechsel zu einer neueren Präparationskammer durchgeführt wurde, werden im Folgenden beide Kammern kurz vorgestellt. Im Weiteren wird in diesem Zusammenhang von der alten Präparationskammer und der neuen Präparationskammer gesprochen. In Abb. 4.2 sind Fotos beider Kammern gezeigt.

In der alten Präparationskammer (Abb. 4.2(a)) sind ECR- und Magnetron-Kammer räumlich getrennt. In der ECR-Kammer befindet sich ein Pt-Target, welches sich in einem Abstand von 10 cm von dem Substrat befindet. Als Extraktionsspannung wird 1,2 kV gewählt, wodurch eine Auftragsrate von etwa 0,08 nm/s erreicht wird, welche über die Messung des am Targets fließenden Stroms kontrolliert werden kann. Als Ar-Druck während der ECR Sputterdeposition in der alten Präparationskammer wurde $p_{\text{Ar}} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar gewählt. Da als Arbeitsgas Argon mit einer Qualität von 5.0 verwendet wurde, wird ein Restgasdruck von etwa $1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar erwartet, was eine leichte Erhöhung gegenüber dem Basisdruck der Kammer von $p_{\text{Basis}} < 1 \cdot 10^{-9}$ mbar darstellt. Alle Auftragsraten wurden mit Hilfe von XRR kalibriert (siehe Abs. 5.2.1).

Die Magnetron-Kammer verfügt über 2 Magnetrons mit einem Co- und einem Pt-Target, die jeweils einen Abstand von 10 cm zu dem Substrat haben. Die an der Kathode ange-

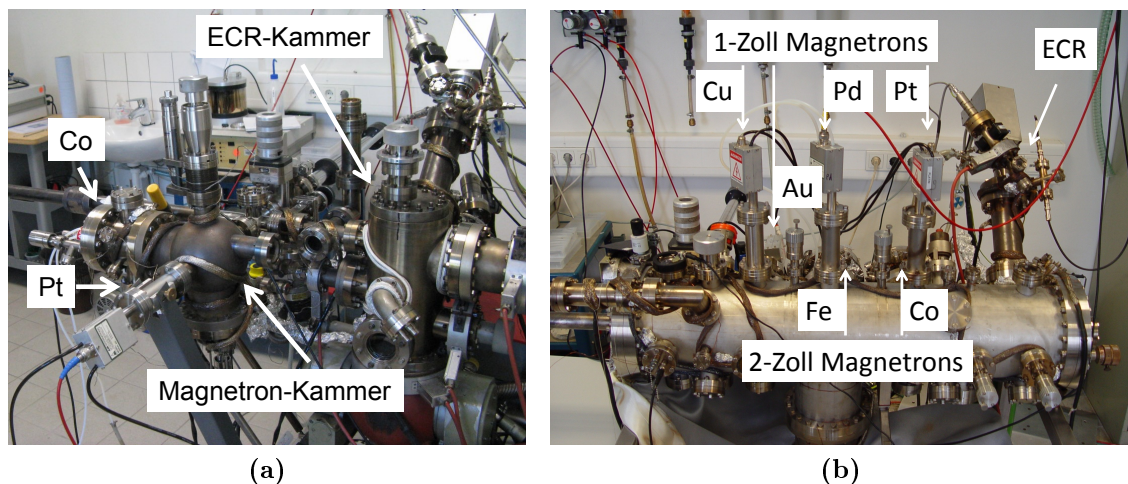


Abbildung 4.2: Darstellung der verwendeten Sputterdepositionskammern. In (a) ist die ältere Sputterdepositionskammer dargestellt, die unter anderem zur Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme verwendet wurde. Die ECR- und Magnetron-Kammer sind örtlich voneinander getrennt und in der Magnetron-Kammer befinden sich ein Pt- und ein Co-Target. In (b) ist die neuere Sputterdepositionskammer dargestellt, die unter anderem zur Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Pd/Co/Pd-Schichtsysteme verwendet wurde. In einer einzelnen Kammer befindet sich das ECR mit einem Pt-Target sowie 6 DC-Magnetrons mit unterschiedlichen Targets. Für die ferromagnetischen Elemente (Co, Fe) werden 2-Zoll Targets verwendet, während für die nicht ferromagnetischen Elemente (Pt, Pd, Cu, Au) 1-Zoll Targets benutzt werden.

legte Spannung variiert je nach Material und Targetdurchmesser (2 Zoll Durchmesser für Co und 1 Zoll Durchmesser für Pt) von 250 bis 600 V. Der zur Kathode fließende Strom wird konstant bei 30 mA (1-Zoll Targets) beziehungsweise bei 50 mA (2-Zoll Targets) gehalten, kann jedoch bei Bedarf zwischen 10 und 150 mA geregelt werden.

Durch die örtliche Trennung der ECR- und der Magnetron-Kammer ist es erforderlich, die Probe nach Herstellung der ECR-Wachstumsschicht in die Magnetron-Kammer zu transferieren. Da dies eine Öffnung des Ventils zur Vorkammer erfordert, hat dies eine Erhöhung des Restgasdrucks zur Folge. Dies ist einer der Gründe, warum der Wechsel zu einer neuen Präparationskammer durchgeführt wurde.

Der Hauptunterschied zwischen neuer und alter Präparationskammer ist, dass in der neuen Präparationskammer (Abb. 4.2(b)) ECR- und Magnetron-Kammer nicht voneinander getrennt sind. Die für die ECR Herstellung verwendeten Parameter unterscheiden sich mit Ausnahme des Abstands zwischen Target und Substrat und dem verwendeten Ar-Druck ($p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar) nicht von denen der alten Kammer. Der reduzierte Abstand beträgt 5 cm was zu einer erhöhten Auftragsrate von etwa 0,3 nm/s führt. Der veränderte Ar-Druck ist notwendig um für die veränderte Geometrie eine stabile Auftragsrate zu gewährleisten. Zusätzlich erlaubt die Größe der Kammer die Benutzung von weiteren Magnetrons mit weiteren Materialien, zum Beispiel Pt, Pd, Cu, Au, Ir, Fe, Co, und Ni. Verwendet wurden Targets von 2 Zoll Durchmesser für Fe, Co und Ni sowie Targets von 1 Zoll Durchmesser für die restlichen Metalle. Die Herstellungsparameter

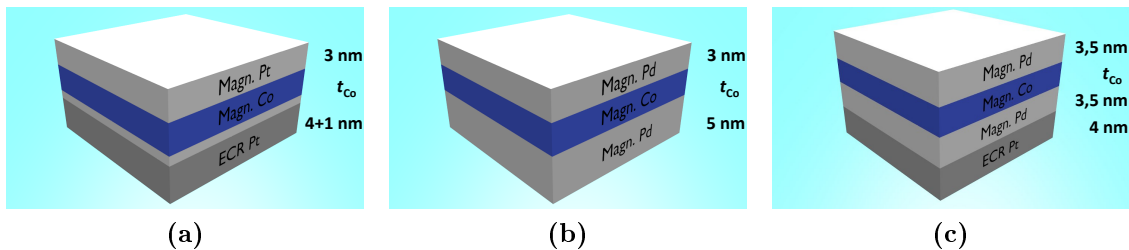


Abbildung 4.3: Aufbau der verwendeten Schichtsysteme. (a) Für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme (oben) wird eine ECR Pt-Wachstumsschicht mit einer Dicke von 4 nm verwendet, auf die eine 1 nm dicke Magnetron Pt-Schicht folgt. Eine Co-Schicht mit variabler Dicke wird ebenfalls mit dem Magnetron Verfahren aufgetragen. Den Abschluss bildet eine 3 nm dicke Pt-Deckschicht. (b) Für das Pd/Co/Pd-Schichtsystem (unten) wird eine Abfolge von einer 5 nm dicken Pd-Wachstumsschicht, einer Co-Schicht von variabler Dicke und einer 3 nm dicken Pd-Deckschicht verwendet. (c) Für das Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsystem wird eine 4 nm dicke ECR Pt-Wachstumsschicht, eine 3,5 nm dicke Magnetron Pd-Wachstumsschicht, eine Co-Schicht mit variabler Dicke und eine 3,5 nm dicke Magnetron Pd-Deckschicht verwendet.

für die Magnetron Herstellung, inklusive des Abstands zwischen Target und Substrat, sind identisch mit denen der alten Kammer.

4.2 Herstellung der Proben

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, wie die in dieser Arbeit untersuchten Proben hergestellt wurden. Zunächst wird in Abs. 4.2.1 erklärt, wie die Herstellung der Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme mit Hilfe der Sputterdeposition durchgeführt wurde. In Abs. 4.2.2 wird erläutert, wie die Drahtgeometrie-Proben aufgebaut sind, die zur Durchführung der Magnetowiderstandsmessungen verwendet wurden.

4.2.1 Aufbau der Schichtsysteme

Im Rahmen dieser Arbeit wurden eine Vielzahl von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen hergestellt und intensiv untersucht. Die Herstellung der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme erfolgte dabei in der alten Präparationskammer, während die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in der neuen Präparationskammer hergestellt wurden. Im Folgenden soll kurz der Aufbau dieser Schichtsysteme beschrieben werden.

Für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wird eine 4 nm dicke ECR Pt-Wachstumsschicht verwendet. Darauf folgt eine weitere 1 nm dicke Pt-Wachstumsschicht, die mit Magnetron-Sputterdeposition hergestellt wird. Die darauf folgende Co-Schicht wird in ihrer Dicke variiert und ebenfalls mit Magnetron-Sputterdeposition aufgetragen, wie auch die abschließende Pt-Deckschicht. Dies ist in Abb. 4.3(a) gezeigt. Die Verwendung verschiedener Sputterdepositionstechniken zur Herstellung der Wachstumsschicht dient zur Verbesserung der Pt (111) Textur der Wachstumsschicht mit Hilfe der ECR Lage, während die Magnetron Lage zu einer Verbesserung der Grenzflächeneigenschaften dient. Details zu der Kombination beider Techniken für Proben auf natürlich oxidiertes Silizium (Si_{ox})

finden sich in [138].

Um zu überprüfen, ob der für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme entdeckte AIMR auch in anderen Systemen auftritt wurden ebenfalls Pd/Co/Pd-Schichtsysteme hergestellt. Dabei wurde zunächst darauf verzichtet ECR-Wachstumslagen zu verwenden, um die Untersuchungen mit dem einfachst möglichen System zu beginnen. Für diese Schichtsysteme wird also eine 5 nm dicke Pd-Wachstumsschicht benutzt, für die Magnetron-Sputterdeposition verwendet wurde. Die darauf folgende Co-Schicht mit variabler Dicke und 3 nm dicke Pd-Deckschicht wird ebenfalls mit Magnetron-Sputterdeposition hergestellt. In Abb. 4.3(b) ist der Aufbau dieser Pd/Co/Pd-Schichtsysteme schematisch gezeigt.

Um zu untersuchen, welche der Eigenschaften auf die Verwendung von Pd statt Pt und welche Eigenschaften auf das Fehlen der ECR-Wachstumsschicht zurückzuführen sind, wurden ebenfalls Pd/Co/Pd-Schichtsysteme hergestellt, die auf eine 4 nm dicke ECR Pt-Wachstumsschicht aufgetragen wurden. Die Verwendung einer Wachstumsschicht aus ECR-Pt anstatt ECR-Pd soll eine hohe Vergleichbarkeit mit den Untersuchungen an Pt/Co/Pt-Schichtsystemen sicherstellen. Zudem würde die Verwendung ECR-Pd-Schicht erfordern, dass zunächst das Wachstum von ECR-Pd charakterisiert wird, um festzustellen, ob bei dieser Herstellungsmethode eine Pd fcc(111) Textur auftritt. Die Pd-Deck- und Wachstumsschicht dieser Schichtsysteme ist 3,5 nm dick. Diese Schichtsysteme sind in Abb. 4.3(c) schematisch dargestellt. Zur einfachen Unterscheidung werden die Systeme mit ECR Pt-Wachstumslage im Folgenden als Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme bezeichnet.

Alle vorgestellten Schichtsysteme wurden parallel auf unterschiedlichen Substraten hergestellt. Da die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Teil erhebliche Zeit in Anspruch nehmen, wurden nicht alle Schichtsysteme/Substrate mit allen Methoden untersucht. In Tabelle 4.1 ist dargestellt, welche Untersuchungen für welche Schichtsysteme/Substrate in dieser Arbeit gezeigt werden.

Als Co-Schichtdicke t_{Co} wurde für Pt/Co/Pt ein Bereich von $0,8 \text{ nm} \leq t_{Co} \leq 50 \text{ nm}$ gewählt. Für Pd/Co/Pd wurde dieser Bereich auf $0,5 \text{ nm} \leq t_{Co} \leq 50 \text{ nm}$ erweitert. Für Pt/Pd/Co/Pd wurde schließlich ein Bereich von $0,3 \text{ nm} \leq t_{Co} \leq 20 \text{ nm}$ gewählt, da für Pd/Co/Pd oberhalb von 20 nm keine Änderung des Anisotropieverhaltens beobachtet wurde, unterhalb von 0,5 nm jedoch mit einer Änderung des Verhaltens gerechnet wurde (siehe Kapitel 6).

4.2.2 Drahtgeometrie

Zur Durchführung der in Kapitel 7 beschriebenen Widerstandsmessungen ist es notwendig, eine klar definierte Probenform zu verwenden, deren Abmessungen genau bekannt sind. Zu diesem Zweck wird die sogenannte Drahtgeometrie verwendet, deren Herstellung im Folgenden erläutert wird.

Mit Hilfe einer Schattenmaske wird während des Depositionsvorgangs des Schichtsystems die Probe bis auf eine drahtförmige Öffnung abgedeckt. Der Draht hat dabei eine Designlänge von $l' = 6 \text{ mm}$ und eine Breite von $w = 0,5 \text{ mm}$. In einem weiteren Prozessschritt werden 6 Chrom/Goldkontakte auf die Probe aufgetragen (siehe Abb. 4.4).

Schichtsystem (Substrat)	Struktur Kapitel 5	Anisotropie Kapitel 6	Magnetowiderstand Kapitel 7
Pt/Co/Pt (Si_{ox})	✓	✓	X
Pt/Co/Pt (SiO_2)	✓	✓	✓
Pt/Co/Pt (Si_3N_4)	✓	✓	(✓)
Pt/Pd/Co/Pd (Si_3N_4)	(X)	✓	X
Pd/Co/Pd (Si_3N_4)	✓	✓	✓

Tabelle 4.1: Übersicht über die in dieser Arbeit diskutierten Schichtsysteme und die durchgeführten Untersuchungen. Als Substrate wurden natürlich oxidiertes Silizium (Si_{ox}), thermisch oxidiertes Silizium (SiO_2) und Siliziumnitrid (Si_3N_4) verwendet. (✓) drückt aus, dass die Untersuchungen bereits in Referenz [60] durchgeführt wurden, in dieser Arbeit jedoch nicht diskutiert werden. (X) bedeutet, dass Untersuchungen nur für einzelne Proben durchgeführt wurden, die in dieser Arbeit nicht gezeigt werden.

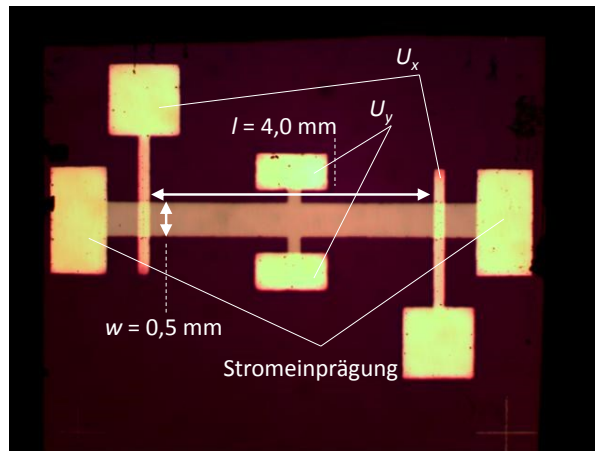


Abbildung 4.4: Foto des verwendeten Probenlayouts mit Markierung der Komponenten. Der gezeigte Draht aus dem zu untersuchenden Schichtsystem wird mit Hilfe einer Schattenmaske hergestellt. Eine weitere Schattenmaske wird verwendet um 6 Chrom/Goldkontakte aufzutragen. Dieses Layout erlaubt die Einprägung des Stroms bei gleichzeitiger Messung der Längsspannung (U_x) und der Querspannung (U_y).

Dies ermöglicht es, gleichzeitig eine Spannung einzuprägen und die Längs- sowie Querspannung in der Probe zu messen. Die Kontakte werden unter Verwendung von $25\ \mu\text{m}$ dicken Aluminium Drähten mit einem sogenannten *chip carrier* verbunden.

Mit Hilfe der Probenabmessungen kann nun ein Zusammenhang zwischen dem Längswiderstand und dem spezifischen Längswiderstand über

$$R_{xx} = \rho_{xx} \cdot \frac{l}{w \cdot t} \quad (4.1)$$

hergestellt werden. Die Drahtdicke t ist aus den Designwerten der Schichtsysteme bekannt. Die Länge l bezeichnet den Abstand zwischen den beiden inneren Kontakten, an denen der Längswiderstand abgegriffen wird und beträgt $l = 4\ \text{mm}$. Um die angegebenen Abmessungen zu überprüfen wurden die Probenmaße mithilfe eines Lichtmikroskops nachgemessen. Dabei wurde $w = 0,49 \pm 0,03\ \text{mm}$ und $l = 4,06 \pm 0,06\ \text{mm}$ bestimmt, was innerhalb des Fehlers mit den geplanten Abmessungen übereinstimmt, so dass im

4 Probenpräparation

weiteren Verlauf $w = 0,5$ mm und $l = 4,0$ mm verwendet wird um ρ_{xx} zu berechnen. Der spezifischen Querwiderstand ρ_{xy} wird ebenfalls mit Gleichung 4.1 unter Verwendung von R_{xy} berechnet.

5 Strukturelle Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit durchgeführten Strukturuntersuchungen und die Ursachen für die beobachteten Effekte diskutiert. Im Rahmen dieser Strukturuntersuchungen werden verschiedene Untersuchungstechniken wie HRTEM, XRR und XRD kombiniert, um ein genaues Bild der Struktur dieser Schichtsysteme zu erhalten und Hinweise auf die Ursachen der in diesen Schichtsystemen auftretende Effekte wie beispielsweise den AIMR [16] zu gewinnen. Dazu wird in Abs. 5.1 zunächst der Einfluss des Substrats auf die Struktur der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Hilfe von AFM, SEM und HRTEM untersucht. In Abs. 5.2 und Abs. 5.3 werden die Röntgentechniken XRR und XRD verwendet, um Informationen über die Schichtdicke, Grenzflächenrauigkeit und -interdiffusion sowie die Gitterkonstanten inklusive möglicher Verspannungen zu erhalten. Neben Pt/Co/Pt-Schichtsystemen wurden ebenfalls Pd/Co/Pd-Schichtsysteme untersucht, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden. Auch für diese Schichtsysteme wurden eine Reihe von Strukturuntersuchungen inklusive XRR- und XRD-Messungen durchgeführt und die Ergebnisse mit denen von Pt/Co/Pt verglichen, was in Abs. 5.4 gezeigt wird (siehe Tabelle 4.1). Für Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wurden bisher nur einzelne Strukturuntersuchungen durchgeführt, die nicht in diesem Kapitel gezeigt werden. Schließlich beschäftigt sich Abs. 5.5 mit temperaturabhängigen XRD-Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme, um den Einfluss der Temperatur auf die Gitterkonstanten zu ermitteln.

5.1 Einfluss des Substrats auf Wachstum und Schichtstruktur

Seit Co/Pt-Schichtsysteme mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierung das erste Mal hergestellt wurden [4], hat dieses Forschungsfeld großes Interesse hervorgerufen [30, 32–34, 53, 134, 146–156]. Diese Auflistung ist jedoch nur eine kleine Auswahl der großen Zahl an Publikationen, welche in diesem Bereich veröffentlicht wurden. Die Werte für die Grenzflächenanisotropiekonstante K_S sowie die Volumenanisotropiekonstante K_V in der Literatur variieren stark (siehe Abs. 2.1.6). Dies zeigt den großen Einfluss, den die Präparationsparameter auf die magnetischen Eigenschaften haben. Einer der

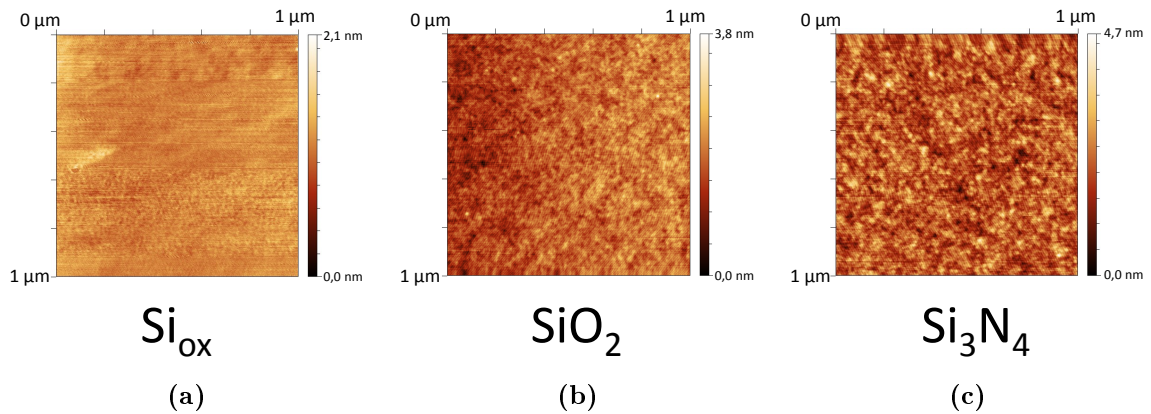


Abbildung 5.1: AFM-Bilder der für die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme verwendeten Substrate (a) Si_{ox} , (b) SiO_2 und (c) Si_3N_4 , mit denen die Oberflächenrauigkeiten $\sigma_{\text{Si}_{\text{ox}}}$, σ_{SiO_2} und $\sigma_{\text{Si}_3\text{N}_4}$ bestimmt werden können.

grundlegenden Unterschiede ist hierbei die verwendete Herstellungsmethode. Zu den am häufigsten verwendeten Methoden zählen dabei das Elektronenstrahlverdampfen [132–134, 147, 151, 157–162], die Sputterdeposition [4, 30, 146, 152, 154, 163–165] sowie die Molekularstrahlepitaxie (MBE) [32, 166–170]. All diese Methoden unterscheiden sich im experimentellen Aufwand, Präparationsgeschwindigkeit sowie der Kristallinität, Rauigkeit und Interdiffusion an den Grenzflächen der hergestellten Schichtsysteme.

Neben der Herstellungsmethode spielt auch die Wahl des Substrats eine große Rolle für die strukturellen Eigenschaften der Schichtsysteme. Die Wahl des Substrats ist insbesondere dann von großer Bedeutung, wenn die mögliche Dicke der Wachstumsschicht begrenzt ist. Dies ist z.B. bei Pt/Co/Pt-Schichtsystemen der Fall, wie sie zur Herstellung magnetischer Nanodots verwendet werden [171, 172].

In dieser Arbeit werden drei verschiedene Substrate untersucht: natürlich oxidiertes Silizium (Si_{ox}), thermisch oxidiertes Silizium (SiO_2) sowie in späteren Untersuchungen Siliziumnitrid (Si_3N_4). Die Dicke der Oxidschichten beziehungsweise der Nitridschicht der Substrate wurde mit Hilfe von Ellipsometrie bestimmt. Durchgeführt wurden die Messungen von Martin Waleczek von der Universität Hamburg. Dabei wurde eine Dicke von $2,0 \pm 0,5 \text{ nm}$ für Si_{ox} , $300 \pm 3 \text{ nm}$ für SiO_2 und $200 \pm 3 \text{ nm}$ für Si_3N_4 gemessen. Die Oxid- und Nitridschichten sind zudem amorph, weisen also keine Kristallinität auf [173, 174].

5.1.1 Oberflächenrauigkeit (AFM und SEM Untersuchungen)

Um die Rauigkeit der Substrate zu überprüfen, wurden diese mit Hilfe von Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht. In Abb. 5.1 sind AFM-Aufnahmen von allen drei untersuchten Substraten dargestellt. Aus diesen Aufnahmen lässt sich die Rauigkeit der Substratoberflächen bestimmen. Man erhält eine mittlere Rauigkeit von $\sigma_{\text{Si}_{\text{ox}}} = 0,08 \pm$

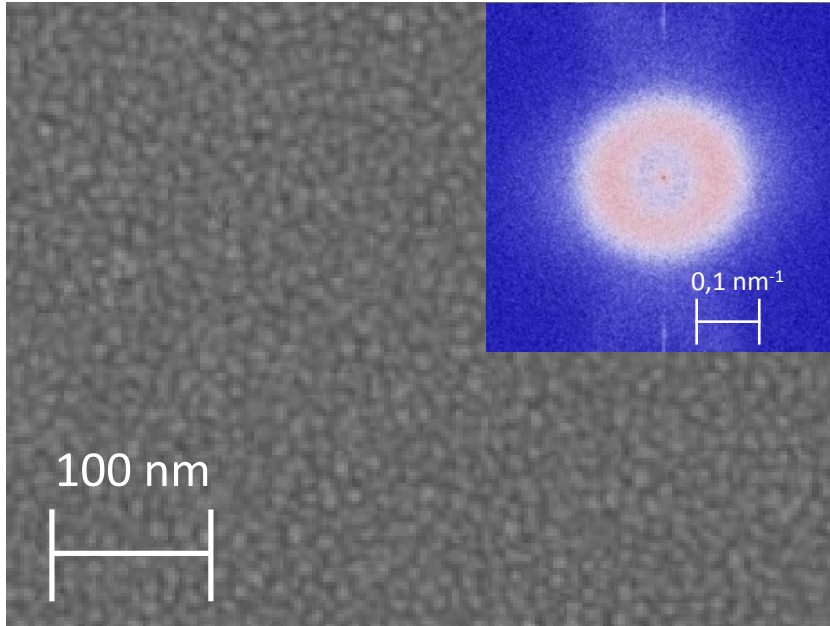


Abbildung 5.2: Ausschnitt einer Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO_2 . Oben rechts ist die gesamte Aufnahme nach Durchführung einer Fouriertransformation abgebildet.

0,01 nm, $\sigma_{\text{SiO}_2} = 0,15 \pm 0,01$ nm und $\sigma_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0,27 \pm 0,03$ nm.

Um zu überprüfen, ob sich die Oberflächenrauigkeit verändert, wenn die Schichtsysteme auf die Substrate aufgetragen wurden, wurden ebenfalls AFM-Untersuchungen an Proben mit Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystemen auf den drei diskutierten Substraten durchgeführt. Diese Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurden parallel auf allen Substraten hergestellt. Dabei wurden Rauigkeiten von $\sigma_{\text{Co/Pt, Si}_{ox}} = 0,05 \pm 0,02$ nm, $\sigma_{\text{Co/Pt, SiO}_2} = 0,12 \pm 0,01$ nm und $\sigma_{\text{Co/Pt, Si}_3\text{N}_4} = 0,26 \pm 0,03$ nm ermittelt. Dies entspricht einer leichten Reduktion der Rauigkeit des Substrats nach Auftragen der Schichtsysteme von 0,03 nm für Si_{ox} und SiO_2 . Für Si_3N_4 liegt der Unterschied innerhalb des Fehlers.

Im Gegensatz zu AFM erlauben Untersuchungen mit Rasterelektronenmikroskopen (SEM) eine Auflösung von zusätzlichen Oberflächeneigenschaften, wie zum Beispiel dem Material und Korngrenzen. Da die in dieser Arbeit diskutierten Schichtsysteme entweder eine reine Pt- oder eine reine Pd-Oberfläche haben, tritt kein Materialkontrast auf. Stattdessen ist nur der Kontrast der Kristallite von Bedeutung, wie er beispielsweise in Abb. 5.2 sichtbar ist. Bei Proben mit einer Kobaltschichtdicke $t_{\text{Co}} \geq 15$ nm ist dieser Kontrast ausreichend groß, um die laterale Kristallitgröße $d_{\text{Kristallit}}^{\text{lateral}} = 11 \pm 2$ nm zu bestimmen. Die Korngröße wurde dabei aus dem Intensitätsmaximum der Fouriertransformierten der SEM-Bilder gewonnen, wie in dem Einsatz in Abb. 5.2 dargestellt. In dem betrachteten Co-Schichtdickenbereich ist dabei keine Veränderung von $d_{\text{Kristallit}}^{\text{lateral}}$ mit der Co-Schichtdicke t_{Co} zu beobachten.

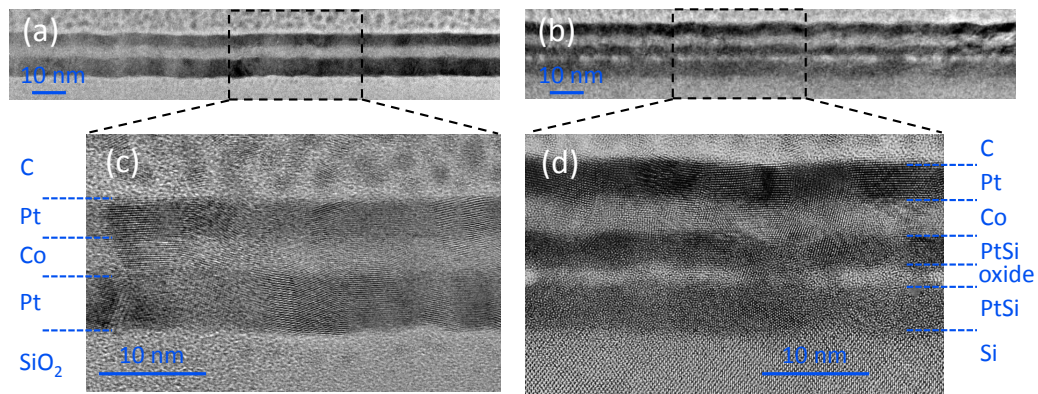


Abbildung 5.3: TEM Querschnitte von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen mit $t_{Co} = 5$ nm auf SiO_2 (a) und Si_{ox} (b). Eine vergrößerte Darstellung dieser Querschnitte ist in (c) für SiO_2 und (d) für Si_{ox} dargestellt.

5.1.2 Untersuchung der Schichtabfolge und Grenzflächenbreite der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mittels TEM

Um eine Darstellung der Schichtabfolge der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme zu erhalten wurden Querschnitte mittels TEM (siehe Abs. 3.2) untersucht. Dafür wurde zunächst eine Kohlenstoff Schicht auf die Probe aufgetragen. Anschließend wurden die Filme mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls (FIB) auf eine Breite von nur etwa 25 nm geschnitten, was der für HRTEM benötigten Dicke entspricht.

In Abb. 5.3 sind eine Reihe von HRTEM Aufnahmen auf SiO_2 (Abb. 5.3 (a) und (c)) sowie auf Si_{ox} (Abb. 5.3 (b) und (d)) gezeigt. Die atomare Auflösung erlaubt die Betrachtung einzelner Lagen. Dabei sind deutlich Bereiche verschiedener Gitterausrichtung zu sehen. Dies sind sogenannte *Moiré fringes*, verursacht durch den Moiré-Effekt [175]. Sie entstehen, da die Breite der TEM-Schnitte etwa zweimal so breit ist wie die Breite der Kristallite in lateraler Richtung und es zu einer Überlagerung der Gitter der verschiedenen Kristalle in dieser Richtung kommt. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die Breite der Kristallite direkt aus den TEM-Querschnitten zu bestimmen.

Für das Schichtsystem auf SiO_2 wird eine regelmäßige, wellenförmige Rauigkeit der Oxidoberfläche beobachtet, welche sich in die folgenden Pt/Co-, Co/Pt- und Pt/C-Grenzflächen überträgt. Neben dieser mesoskopischen Welligkeit erscheinen die Grenzflächen jedoch glatt.

Der Hauptunterschied zwischen den Schichtsystemen auf unterschiedlichen Substraten findet sich in der Schichtstruktur. Während für die Schichtsysteme auf SiO_2 die erwartete Pt/Co/Pt-Schichtstruktur beobachtet wird, werden für die Schichtsysteme auf Si_{ox} neben dem Substrat und der C-Deckschicht insgesamt 5 Schichten gefunden. Um die Ursache für das Auftreten der zusätzlichen Schichten zu finden, wurde Energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) für die Probe mit $t_{Co} = 9$ nm verwendet (Abb. 5.4). Die Elementauflösung zeigt, dass es sich bei der untersten und drittuntersten Schicht um PtSi-Schichten handelt, welche von einer Zwischenschicht getrennt werden. Die Co-Schicht und die Pt-Deckschicht zeigen hingegen das erwartete Verhalten. Bei der Zwi-

5.1 Einfluss des Substrats auf Wachstum und Schichtstruktur

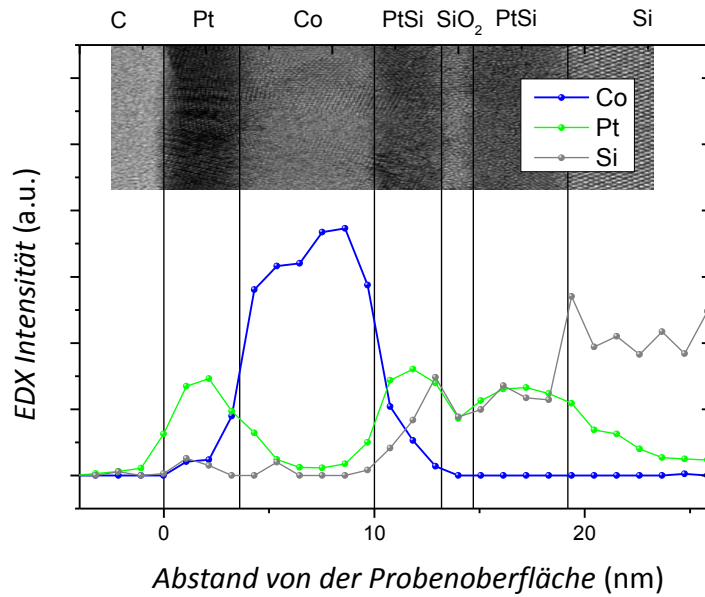


Abbildung 5.4: EDX Analyse eines Pt 5 nm / Co 9 nm / Pt 3 nm Schichtsystems Si_{ox} . Zum Vergleich ist der zugehörige HRTEM-Querschnitt untergelegt.

schenschicht handelt es sich wahrscheinlich um eine Mischung aus der natürlichen Oxidschicht und dem aufgetragenen Pt. Da Sauerstoff jedoch unterhalb der Nachweisgrenze für den verwendeten EDX Sensor liegt, kann die Oxidschicht nicht direkt nachgewiesen werden. Allerdings weist der Abfall sowohl des Pt- als auch des Si-Signals auf ein drittes Element im Bereich dieser Zwischenschicht hin.

Bezüglich der Gitterstruktur unterscheidet sich eine PtSi-Wachstumsschicht von einer reinen Pt Schicht, da PtSi im orthorhombischen Gitter wächst [176]. Alternativ kann ebenfalls eine Pt_2Si Legierung auftreten, für die eine tetragonale Gitterstruktur gefunden wird [176]. Welche dieser Legierungen in den untersuchten Proben vorliegt kann mit den vorgenommenen Untersuchungen nicht zweifelsfrei geklärt werden. Allerdings weist die Tatsache, dass in der EDX-Messung das Si Signal in der unteren PtSi-Schicht auf genau die Hälfte des Signals der reinen Si-Schicht abfällt, darauf hin, dass Si in etwa 50 % der entstehenden Legierung ausmacht. Dies ist ein Hinweis darauf, dass es sich bei der vorliegenden Legierung um PtSi und nicht Pt_2Si handelt.

Während in den oberen drei Schichten der Filme auf Si_{ox} *Moiré fringes* deutlich zu erkennen sind, ist dies für die untere PtSi-Schicht nicht mehr der Fall. Dies zeigt, dass die oberen Schichten in einer kristallinen Phase wachsen, während die untere PtSi Schicht amorph ist. Für die obere PtSi-Schicht ist ein Abfall des Si-Anteils auf nahezu null bei Annäherung an die PtSi/Co-Grenzfläche zu beobachten, so dass die Co-Schicht auf einer nahezu reinen Pt-Schicht wächst.

Eine weitere Auffälligkeit bei der Betrachtung des EDX Graphs ist das Pt-Signal im Si-Einkristall. Die EDX Intensität des Pt fällt an der Grenzfläche zum Substrat nicht abrupt ab, so dass selbst bei einer Tiefe von etwa 5 nm im Substrat noch etwa 15 % der

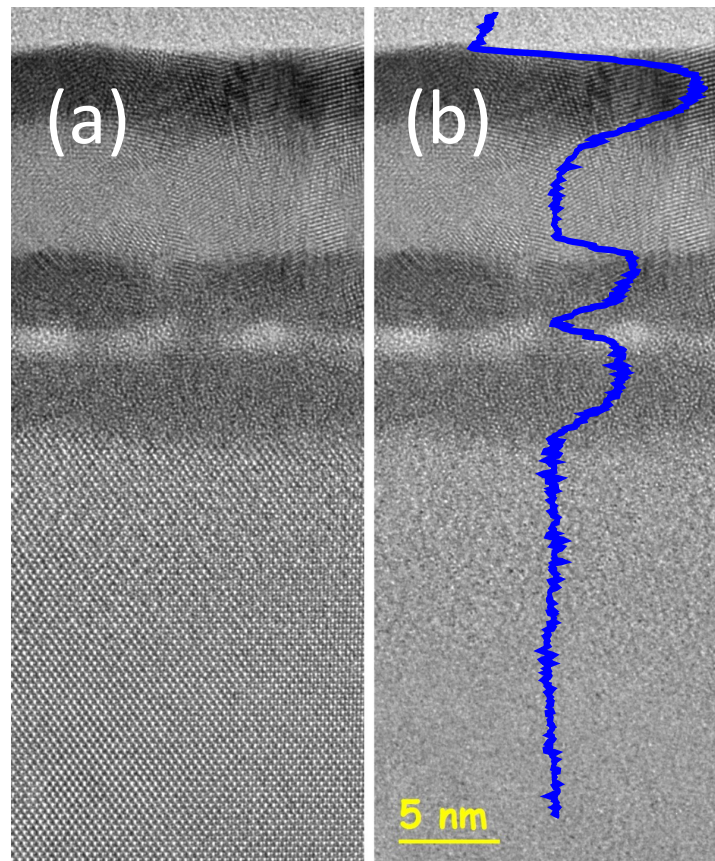


Abbildung 5.5: (a) TEM-Querschnitt eines Pt 5 nm / Co 9 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf Si_{ox} . (b) Querschnitt des selben Systems mit Anwendung eines Filters zur Eliminierung des Si Gitters. Um den Intensitätsverlauf deutlicher darzustellen ist die Intensität ebenfalls als Profil (blau) gezeigt.

Intensität der Pt-Deckschicht gemessen werden. Dies zeigt, dass das Pt in das Si eindringt, was vermutlich auf die freie Enthalpie von PtSi zurückzuführen ist [177]. Diese Beobachtung ist in sofern von Bedeutung, als dass bei der thermischen Herstellung von PtSi häufig Si als das diffundierende Material benannt wird [178, 179]. Allerdings gibt es auch Veröffentlichungen, die Pt als diffundierendes Material bezeichnen [180]. Da in Abb. 5.4 Si auch oberhalb und Pt auch unterhalb der Oxidschicht nachgewiesen wird, müssen in dem hier gezeigten Fall beide Materialien zumindest teilweise diffundieren. Eine weitere Möglichkeit das Eindringen des Pt in den Si Einkristall deutlich zu machen, ist beispielhaft in Abb. 5.5 gezeigt. Durch die Erstellung eines Filters an der Position des Si-Einkristalls in Abb. 5.5 (a) kann die Si Gitterstruktur effektiv aus dem Bild herausgerechnet werden, wie es in Abb. 5.5 (b) gezeigt ist. Bei der Betrachtung letzterer Abbildung ist ein deutlicher Kontrast der oberen Substratschicht zu den unteren Teilen der Substratschicht zu erkennen. Dies belegt eine Störung des Einkristalls, welche durch das Eindringen des Pt hervorgerufen wird. Der Si-Gradient in der oberen Wachstumsschicht wird vermutlich durch die 1 nm dicke Pt-Schicht verstärkt, die mit Hilfe der DC Magnetron-Sputterdeposition auf die bereits bestehende 4 nm dicke ECR Wachs-

tumsschicht aufgetragen wird (siehe Abs. 4.2.1). Die geringere Partikelenergie dieses Verfahrens würde demnach nur eine geringfügige Durchmischung mit der darunterliegenden PtSi-Legierung verursachen und schließlich eine annähernd reine Pt-Oberfläche schaffen, auf welche das Co aufwachsen kann.

In der Literatur gibt es zudem Fälle, bei denen während der thermischen Herstellung von Pt₂Si eine Pt-Schicht an der Oberfläche entsteht [181]. In diesem Fall wird diese Pt-Akkumulation auf ein Aufschwemmen von Verunreinigungen zurückgeführt, welche die Legierungsbildung verhindern. Zwar sind die Präparationsbedingungen während der Pt-Sputterdeposition in Referenz [181] ähnlich wie in dieser Arbeit, allerdings ist die Menge an deponiertem Pt um etwa den Faktor 10 größer, so dass ebenfalls mehr Verunreinigungen in den Film eingebaut werden. Da in Referenz [181] jedoch keine quantitativen Aussagen über Pt-Ablagerungen an der Oberfläche gemacht werden und PtSi-Herstellungsmethode sich von der in dieser Arbeit verwendeten Methode unterscheiden, kann nicht endgültig entschieden werden, ob der beschriebene Prozess in dem hier präsentierten Fall von Bedeutung ist.

Durch eine Integration der Intensität der Querschnitte mit identischer z-Position kann ein Intensitätsprofil in Wachstumsrichtung erstellt werden. Dies ist in Abb. 5.5 (b) beispielhaft gezeigt. Dabei sind insbesondere die an die Co-Schicht angrenzenden Grenzflächen interessant, da diese die magnetischen Eigenschaften des Schichtsystems beeinflussen. Eine Integration über die Grenzfläche zwischen Pt-Deckschicht und Co-Schicht ergibt eine Breite σ_{Gesamt} von etwa $0,9 \pm 0,3$ nm. Allerdings entspricht diese Breite nicht der Breite der Interdiffusionszone, da diese Art der Auswertung ebenfalls über die Rauigkeit der Integrationszone mittelt. Das oben angesprochene laterale, wellenförmige Rauigkeitsprofil trägt somit zu σ bei. Um die Durchmischung zu bestimmen, müssen beide Effekte daher voneinander getrennt werden. Dies kann mit Hilfe sogenannter *rocking scans* durchgeführt werden, wie sie in Abs. 5.2.5 diskutiert werden. Für die Grenzfläche zwischen Co-Schicht und der Wachstumsschicht wird $\sigma_{\text{Gesamt}} = 0,7 \pm 0,2$ nm ermittelt. Der Unterschied zwischen beiden Grenzflächen liegt demnach innerhalb des Fehlers. Eine genauere Diskussion der Grenzflächen erfolgt im Zusammenhang mit der Analyse der XRR Daten (Abs. 5.2.4).

5.2 XRR-Untersuchungen von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

Durch die HRTEM-Messungen im vorherigen Abschnitt ist bekannt, dass es beim Wachstum der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} zu der Bildung einer PtSi-Legierung kommt. Jedoch zeigen diese nur einen lokalen Ausschnitt der Schichtsysteme, so dass nicht auszuschließen ist, dass sich die Struktur der Schichtsysteme in anderen Ausschnitten von den gezeigten Messungen unterscheidet. Zudem liefern die HRTEM-Messungen keine Erklärung dafür, warum es zur Entstehung einer PtSi-Legierung kommt. Beide Fragen können

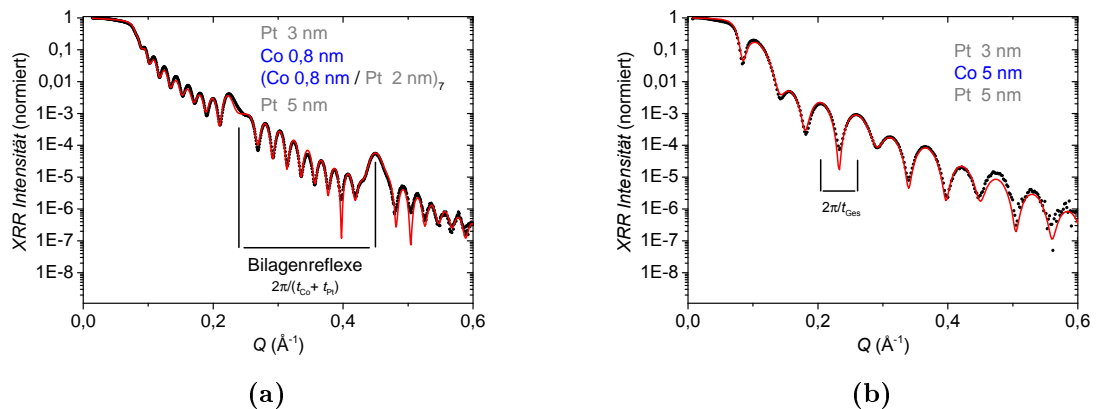


Abbildung 5.6: (a) In schwarz ist eine XRR-Messung eines Pt 5 nm / (Co 0,8 nm / Pt 2 nm)₇ / Co 0,8 nm / Pt 3 nm Schichtsystems gezeigt. Eine Anpassung mit Hilfe von Parratts rekursiven Verfahren ist in rot darüber gelegt. Der Abstand der Bilagenreflexe, welcher die Berechnung der Bilagenschichtdicke $t_{Co/Pt}$ erlaubt, ist ebenfalls markiert. In (b) ist eine XRR-Messung und Anpassung wie in (a) für ein Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystem gezeigt. Die Oszillationsperiode erlaubt die Berechnung der Gesamtdicke t_{Ges} des Schichtsystems.

mit Hilfe von XRR-Messungen geklärt werden (siehe Abs. 2.4.1). In diesem Abschnitt wird daher gezeigt, wie mit Hilfe dieser Messungen eine Bestimmung der Schichtdicken t , Grenzflächenbreiten σ und Streulängendichten ρ der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme durchgeführt wurde und die Ursachen der Legierungsbildung erklärt werden können. Dabei werden zunächst beispielhaft Messungen von Co/Pt-Multilagen und Pt/Co/Pt-Schichtsystemen auf einem SiO₂-Substrat diskutiert und erklärt, wie sich aus diesen Messungen erste Rückschlüsse über die Probenbeschaffenheit gewinnen lassen (Abs. 5.2.1). Im Anschluss wird in Abs. 5.2.2 Parratts rekursives Verfahren verwendet, um eine genauere Bestimmung der Schichtdicken sowie der Grenzflächenbreiten und Streulängendichten zu ermöglichen. Ein Vergleich der Ergebnisse unter Verwendung von SiO₂- und Si_{ox}-Substraten wird in Abs. 5.2.3 durchgeführt. In Abs. 5.2.4 werden die Ergebnisse dieser Anpassungen mit den Ergebnissen der TEM Untersuchungen verglichen und diskutiert. Schließlich werden in Abs. 5.2.5 die nicht-spekulären Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme vorgestellt.

5.2.1 Diskussion der XRR-Verläufe der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme

Zur Bestimmung der Auftragsraten der Sputterdeposition ist es zunächst sinnvoll, XRR-Messungen von Multilagen zu untersuchen, wie es in Abb. 5.6(a) am Beispiel eines Co/Pt-Multilagensystem gezeigt ist. Der XRR-Verlauf zeigt zwei Oszillationsperioden der in Abs. 2.4.1 eingeführten *Kiessig fringes*. Die Oszillation mit der kleineren Periodenlänge ist auf den Reflektionsprozess des gesamten Schichtsystems zurückzuführen, wobei sich die Gesamtdicke in erster Näherung mit

$$t_{\text{ges}} = \frac{2\pi}{\Delta Q_{\text{ges}}} \quad (5.1)$$

berechnen lässt. ΔQ_{ges} ist dabei der Abstand zwischen zwei Oszillationsmaxima, wie es in Abb. 5.6(b) dargestellt ist. Für die XRR-Messungen von Multilagen wird neben dieser Periode noch eine überlagerte Schwingung mit größerer Periodenlänge beobachtet, die auf die Reflexion an den Co/Pt-Bilagen zurückzuführen ist. Die Bilagendicke lässt sich analog aus dieser Oszillation mit

$$t_{\text{Co/Pt}} = \frac{2\pi}{\Delta Q_{\text{Co/Pt}}} \quad (5.2)$$

berechnen. Durch die Periodizität der Bilage kann eine genauere Bestimmung der vorliegenden Schichtdicken durchgeführt werden, als dies zum Beispiel bei einem Pt/Co/Pt-Schichtsystem der Fall ist.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.6(b) eine XRR-Messung eines Pt 5 nm/ Co 5 nm/ Pt 3 nm Schichtsystems gezeigt. Zwar lässt sich aus dieser Messung mit Hilfe von Gleichung 5.1 die Gesamtschichtdicke in guter Näherung berechnen, die Aufteilung auf die einzelnen Lagen wird dadurch aber nicht ersichtlich. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, zunächst Multilagenmessungen zu verwenden, um die Auftragsraten der verwendeten Depositionsmethoden zu bestimmen und diese zur Kalibrierung der Schichtdicken der Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu verwenden.

Für die in dieser Arbeit diskutierten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme kommt es für XRR-Messungen der Proben auf SiO_2 nur zu einer durchschnittlichen Abweichung der Gesamtschichtdicke von $\Delta t_{\text{ges}} = 6 \pm 5\%$, unabhängig von t_{Co} . Dies zeigt, dass diese Art der Dickenbestimmung und Kalibrierung der Auftragsrate reproduzierbare Schichtdicken für unterschiedliche Schichtsysteme liefert. Für die Proben auf Si_{ox} ist es jedoch nicht sinnvoll Δt_{ges} zu bestimmen, da es durch die in Abs. 5.1.2 beschriebene PtSi-Formation zu einer Erhöhung der Gesamtschichtdicke durch den Einbau von Si in das Schichtsystem kommt.

Durch alleinige Verwendung von Gleichung 5.2 kann allerdings nicht zwischen den Einzeldicken der beteiligten Materialien unterschieden werden. Außerdem werden Gleichungen 5.1 und 5.2 für hohe Q zunehmend ungenau, wenn die untersuchten Systeme eine Rauigkeit oder Durchmischung aufweisen, wie es schon in Abb. 2.7 für zwei simulierte Reflektivitätskurven mit und ohne Rauigkeit demonstriert wurde. Aus diesem Grund ist es notwendig ein Modell anzuwenden, das sowohl die unterschiedlichen Streulängen berücksichtigt, um einen Materialkontrast zu gewinnen, als auch der Rauigkeit und Interdiffusion an den Grenzflächen Rechnung trägt.

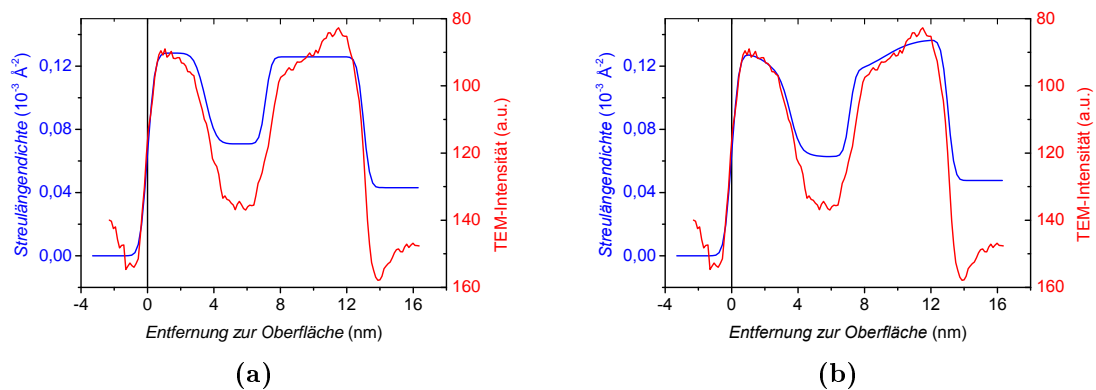


Abbildung 5.7: (a) XRR-Streulängendichteprofil eines Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO_2 verglichen mit einem HRTEM-Querschnittprofil eines Systems der selben Komposition. (b) Verbesserte XRR-Anpassung mit abfallender Streulängendichte der Pt-Schichten in Richtung der Co-Schicht.

5.2.2 Anpassung der XRR-Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Parratts rekursivem Verfahren

Die in dieser Arbeit gezeigten XRR-Messung wurden mit Parratts rekursiven Verfahren angepasst (siehe Abs. 2.4.1). Dieses Modell beinhaltet als Parameter die Schichtdicken t , die reale Streulängendichte ρ , die imaginäre Streulängendichte $i\rho$ sowie die Grenzflächenbreite σ für jede Schicht in dem betrachteten System. σ bezieht sich dabei auf die Grenzfläche zwischen der betrachteten und der darüberliegenden Schicht (in Richtung der Oberfläche). Für ein Dreilagensystem, wie die hier diskutierten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme, erhält man daher 12 Fitparameter (oder 15, wenn ebenfalls ein unendlich dickes Substrat angenommen wird). Diese große Menge an Parametern macht es erforderlich, die Parameterzahl einzuschränken, bevor der eigentliche Anpassungsvorgang durchgeführt wird. In dem Fall von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen ist es daher notwendig, die Schichtabfolge, ungefähren Schichtdicken und Streulängendichten der verwendeten Materialien zu kennen, um eine gute Anpassung zu erhalten. Weicht aber beispielsweise die Schichtabfolge von der erwarteten Abfolge ab, wie es bei den Proben auf Si_{ox} -Substraten der Fall ist, so müssen die Startparameter der Anpassung entsprechend modifiziert werden. Dies zeigt, warum integrative Techniken wie die Röntgentechniken und bildgebende Techniken wie TEM gerade im Zusammenspiel beider Methoden die meisten Informationen über die untersuchten Systeme geben.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der XRR-Anpassung der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme präsentiert. Die aus der Anpassung der XRR-Messungen bestimmten Schichtdicken der Pt/Co/Pt Systeme auf SiO_2 weichen leicht von den aus den Auftragsraten ermittelten Ausgangswerten ab. Für die Pt-Deckschicht wird eine mittlere Schichtdicke von $t_{\text{Pt-Deck}} = 3,4 \pm 0,1 \text{ nm}$ und für die Pt-Wachstumschicht $t_{\text{Pt-Wachstum}} = 5,8 \pm 0,3 \text{ nm}$ ermittelt. Die auf diese Weise ermittelten Co-Schichtdicken sind um $23 \pm 11 \%$ geringer als die

Schicht	σ_{SiO_2} (nm)	$\sigma_{Si_{ox}}$ (nm)
Deckschicht	$0,36 \pm 0,09$	$0,37 \pm 0,03$
Co-Schicht	$0,50 \pm 0,21$	$0,54 \pm 0,25$
Obere Wachstumsschicht	$0,33 \pm 0,06$	$0,50 \pm 0,07$
Zwischenschicht	-	$1,22 \pm 0,66$
Untere Wachstumsschicht	-	$0,54 \pm 0,10$
Substrat	$0,31 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,07$

Tabelle 5.1: Grenzflächenbreite σ von Pt/Co/Pt Systemen auf SiO_2 und Si_{ox}

Ausgangswerte. Im Gegensatz zu den Pt-Schichten wird für Co-Schichten somit eine reduzierte Schichtdicke verglichen mit den Ausgangswerten aus der Anpassung bestimmt. Um die Ursache für diese Diskrepanz zu erklären, ist es notwendig zu verstehen, was die durch die Anpassung ermittelten Schichtdicken bedeuten. Hierzu hilft es Abb. 5.7(a) zu betrachten, in der die Streulängendichten gegen die Schichtdicke aufgetragen ist. In dieser Darstellung beschreiben die Schichtdicken die Breite der einzelnen Streulängendichtezonen, die Streulängendichten beschreiben die Höhe dieser Zonen und die σ -Werte beschreiben die Breite der Grenzflächen zwischen der jeweiligen Schicht und der nächsten, näher an der Oberfläche gelegenen Schicht.

Zum Vergleich ist ein Querschnittsprofil der TEM-Messung des gleichen Systems aufgetragen. Obwohl die Röntgenstreulängendichte der XRR-Messung und die Intensität des TEM-Querschnitts aus verschiedenen Gründen nicht direkt vergleichbar sind, ist eine deutliche Ähnlichkeit beider Profile zu erkennen. In beiden Messungen ist die Intensitätsabsenkung der Co-Schicht dünner als die Ausgangswerte. Betrachtet man die Pt-Wachstums- und -Deckschicht, so ist bei der TEM-Messung ein Abfall der Intensität in Richtung der Co-Schicht zu beobachten, noch bevor die eigentliche Grenzfläche beginnt. Mögliche Ursachen hierfür ist entweder die Mittlung über eine hohe Rauigkeit oder eine graduell abnehmende Co-Interdiffusion der Pt-Schichten. Die Annahme einer erhöhten Rauigkeit kann jedoch ausgeschlossen werden, da dies in der TEM-Messung sichtbar wäre. Die bereits angesprochene wellenförmige Rauigkeit aus Abb. 5.3 a ist mit $\sigma_{RMS} = 1$ nm zu klein, um diesen Effekt zu erklären. Die Annahme einer graduell abnehmenden Co-Interdiffusion der Pt-Schichten hingegen wird durch die Tatsache unterstützt, dass die Streulängendichte der Pt-Deckschichten in den vergleichbaren XRR-Messungen leicht unterhalb des Festkörperwerts von $\rho_{Pt} = 1,374 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$ [114] liegt (siehe Tabelle 5.2). Da der Festkörperwert für Co $\rho_{Co} = 6,308 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$ [114] deutlich kleiner als der Wert von Pt ist, kann eine abnehmende Durchmischung beider Materialien die beschriebene Absenkung erklären.

Um die Qualität der XRR Anpassung zu verbessern, wurde das Modellsystem um die in den TEM Messungen beobachtete Co-Interdiffusion der Pt-Schichten erweitert (siehe Abb. 5.7(b)). Auf diese Weise kann der Fehler der Anpassung um etwa 20 % reduziert werden. Die Korrektur der Schichtdicken und σ , die aus dieser Anpassung hervorgeht, ist allerdings gering und liegt innerhalb des angegebenen Fehlers.

Eine Interdiffusion von Co und Pt an den Grenzflächen erklärt somit auch die von den Ausgangswerten abweichenden Schichtdicken, da ein Anteil des Co als Legierung vorliegt

Schicht	ρ_{SiO_2} (10^{-4} \AA^{-2})	$\rho_{\text{Si}_{\text{ox}}}$ (10^{-4} \AA^{-2})
Deckschicht	$1,30 \pm 0,07$	$1,20 \pm 0,09$
Co-Schicht	$0,7 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,3$
Obere Wachstumsschicht	$1,4 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$
Zwischenschicht	-	$0,6 \pm 0,3$
Untere Wachstumsschicht	-	$1,4 \pm 0,4$
Substrat	$0,3 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,5$

Tabelle 5.2: Streulängendichte ρ von Pt/Co/Pt Systemen auf SiO_2 und Si_{ox}

und durch die Anpassung nicht als Co- sondern als Pt-Schichtdicke interpretiert wird.

Die Grenzflächenbreiten σ der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf SiO_2 sind in Tabelle 5.1 angegeben. Die XRR-Messungen zeigen, dass die Grenzflächenbreite zwischen Co-Schicht und Pt-Deckschicht breiter als zwischen Pt-Wachstumsschicht und Co-Schicht ist. Die mit Hilfe von XRR berechneten σ sind allerdings kleiner als die aus der TEM Messung des Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystems bestimmten Werte.

Die Streulängendichten ρ , die für die Schichtsysteme auf SiO_2 berechnet wurden, sind in Tabelle 5.2 gezeigt. $\rho_{\text{Deckschicht}}$ liegt, wie bereits weiter oben erwähnt, leicht unterhalb des Festkörperwerts für Pt von $1,374 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$. Für die Wachstumsschicht wird hingegen ein Wert für $\rho_{\text{Wachstumsschicht}}$ ermittelt, der unter Berücksichtigung des Fehlers dem Festkörperwert entspricht. Auch ρ_{Co} zeigt keine Abweichung vom Festkörperverhalten von $6,308 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$. Der vergleichsweise große Fehler für ρ_{Co} lässt sich mit einem leichten Anstieg von ρ zu niedrigeren Co-Schichtdicken t_{Co} hin erklären. Dieser Anstieg ist zu erwarten, wenn sich t_{Co} den Grenzflächendicken σ annähert. Die XRR-Messung mittelt in diesem t_{Co} -Bereich zunehmend über Grenzflächen, die CoPt-Legierungen enthalten, was in einem erhöhten ρ resultiert.

Der für das SiO_2 -Substrat ermittelte Wert entspricht ebenfalls dem Festkörperwert für SiO_2 von $1,982 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$ [114]. Da die Streulängendichte des Substrats eine eher untergeordnete Rolle bei der Anpassung der XRR-Messungen spielt, ist auch die hohe Varianz der ermittelten Werte zu erklären.

5.2.3 XRR-Anpassungen für Si_{ox} -Substrate

Um die XRR-Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} anzupassen, muss das Modell auf die fünf Schichten erweitert werden, die aus den TEM Messungen bekannt sind. Da die Position der Zwischenschicht sich von Probensystem zu Probensystem unterscheidet, ist eine Auswertung der Schichtdicken der drei unteren Schichten nicht sinnvoll. Stattdessen wird im folgenden stets die Summe dieser drei Schichtdicken angegeben. Man erhält für die Pt-Deckschicht eine mittlere Schichtdicke von $t_{\text{Pt-Deck}} = 3,3 \pm 0,2 \text{ nm}$ und für die Wachstumsschicht $t_{\text{PtSi-Wachstum}} = 8,5 \pm 0,6 \text{ nm}$. $t_{\text{Pt-Deck}}$ und die ermittelten Co-Schichtdicken entsprechen innerhalb des Fehlers den Werten der Proben auf SiO_2 (siehe Abs. 5.2.2).

Die große Varianz von $t_{\text{PtSi-Wachstum}}$ von beinahe 1,5 nm weist darauf hin, dass der Prozess der PtSi-Bildung bezüglich des Grades der Durchmischung variiert. Die Dicken der Pt-Wachstumsschichten der Proben auf SiO_2 , die parallel hergestellt wurden, weisen eine weit geringere Varianz auf. Mögliche Ursachen für die Varianz auf Si_{ox} könnten demnach eine große Empfindlichkeit der PtSi-Bildung auf bereits geringe Unterschiede in den Herstellungsparametern sein. Da jedoch der Argondruck während des Sputterprozesses konstant ist, das Substrat nicht geheizt wird und die Beschleunigungsspannung des ECR ebenfalls konstant gehalten wird gibt es nicht viele Parameter, die ausreichend variieren können, um die Varianz von $t_{\text{PtSi-Wachstum}}$ zu erklären. Da die Genauigkeit der Schichtdickenherstellung bei etwa 5 % liegt, kann sie ebenfalls nicht einen solchen Einfluss erklären. Möglicherweise könnte eine leicht unterschiedliche Qualität der Substratoberfläche für die Varianz verantwortlich sein.

Eine Überprüfung der Gesamtdicke des Systems macht für den Fall der Schichtsysteme auf Si_{ox} wenig Sinn, da die Gesamtschichtdicke durch die Integration des Si in das Schichtsystem ansteigt.

Die Grenzflächenbreiten σ der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} finden sich in Tabelle 5.1. Für die Deckschicht sowie die Co-Schicht ist die Grenzflächenbreite innerhalb des Fehlers vergleichbar mit den auf SiO_2 gemessenen Werten. Offensichtlich wirkt sich der Unterschied der Wachstumsschicht nicht auf die Grenzfläche zwischen Co-Schicht und Deckschicht sowie die Oberfläche aus. Die Grenzflächenbreiten der Wachstumsschichten hingegen sind wesentlich höher als auf SiO_2 . Auch die größere Grenzflächenbreite des Substrats ist überraschend, da mit AFM kleinere Rauigkeiten der Substrate für Si_{ox} als für SiO_2 bestimmt wurden (siehe Abb. 5.1). Die Erklärung für diese Diskrepanz ist die starke Interdiffusion von Pt und Si an der Grenzfläche des Substrats, wie sie bereits aus den EDX-Bildern hervorgeht.

Die Streulängendichten ρ der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} sind in Tabelle 5.2 angegeben. Für die Deckschicht liegt ρ leicht unter dem Festkörperwert von $\rho_{\text{Pt}} = 1,374 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$, allerdings entspricht der Wert innerhalb der Fehler dem Wert für SiO_2 . Für Co ist ρ vergleichbar mit den Festkörperwerten. Wie bereits für SiO_2 ist der hohe Fehler auf einen Anstieg der Streulängendichte zu niedrigen t_{Co} zurückzuführen. Für die beiden PtSi-Wachstumsschichten wird ein Wert für ρ bestimmt, der dem von Pt entspricht. Dies ist ungewöhnlich, da für PtSi ein Wert von etwa $\rho_{\text{PtSi}} = 8,257 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$ erwartet würde [114]. Das bei der Herstellung von Platinsiliziumlegierungen ebenfalls häufig auftretende Pt_2Si hat eine Streulängendichte von etwa $\rho_{\text{Pt}_2\text{Si}} = 9,954 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$ [114]. Der für die hier gemessenen Pt/Co/Pt-Schichtsysteme gemessene Wert liegt demnach über dem für eine PtSi-Legierung erwarteten Wert. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die PtSi-Entstehung möglicherweise nicht auf der ganzen Pt/Si-Grenzfläche gleichmäßig verläuft, sondern ebenfalls elementares Pt verbleiben könnte. Es muss an dieser Stelle jedoch darauf hingewiesen werden, dass die angegebenen Werte von ρ nicht überstrapaziert werden dürfen, insbesondere da aufgrund der teilweise hohen Grenzflächendichten σ im Bereich der Schichtdicken t die angegebenen Streulängendichten kaum erreicht werden. Dies ist in Abb. 5.8 veranschaulicht, die ein Streulängendichteprofil eines Pt/Co/Pt-

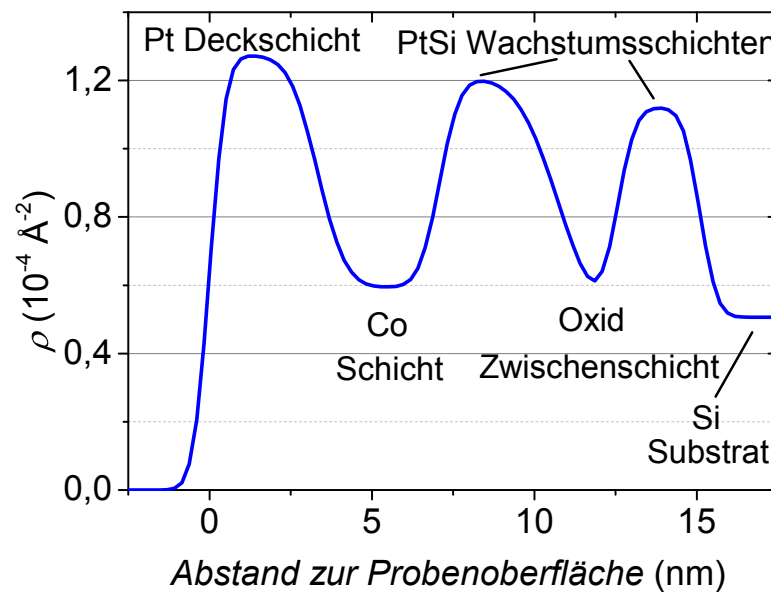


Abbildung 5.8: Streulängendichteprofil eines Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf Si_{ox} ermittelt aus der Anpassung von XRR-Messungen. Die Oberfläche der Probe liegt bei $z = 0$.

Schichtsystems mit einer Co-Dicke von 5 nm zeigt. Für die obere PtSi-Schicht wurde für das Modell ein Wert von $\rho_{\text{PtSi,oben}} = 1,208 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$ und für die untere Schicht ein Wert von $\rho_{\text{PtSi,unten}} = 1,12 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$ verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass diese Werte nur für einen infinitesimal kleinen Teil des Dickenprofils gelten. Für die anderen Bereiche der PtSi-Schichten wird eine niedrigere Streulängendichte ermittelt, die näher an den für PtSi erwarteten Werten liegt.

Die Streulängendichte der Schicht zwischen den beiden PtSi-Schichten liegt deutlich unter den Streulängen der PtSi-Schichten. Dies unterstützt die Annahme, dass es sich bei dieser Schicht um eine Mischung der natürlichen Oxidschicht des Substrats und PtSi handelt, da $\rho_{\text{SiO}_2} = 1,982 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$ deutlich unter dem Wert für PtSi liegt. Auch die Streulängendichte des Substrats liegt deutlich über dem Wert von Si, $\rho_{\text{Si}} = 2,104 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$. Dies wird durch die Pt-Durchmischung des Si-Einkristalls verursacht, die bereits durch die EDX-Analyse nachgewiesen wurde. Im Allgemeinen ist der Fehler der Streulängendichten auf Si_{ox} größer als auf SiO_2 . Dies wird durch die hohe Varianz der Wachstumsschichtparameter verursacht, die bereits diskutiert wurde.

5.2.4 Unterschiede der Schichtstruktur zwischen Si_{ox} - und SiO_2 -Substraten

Im Folgenden werden die mit XRR ermittelten Grenzflächenbreiten sowie mögliche Ursachen der PtSi-Formation diskutiert.

Die erhöhte Grenzflächenbreite zwischen Co-Schicht und Pt-Deckschicht im Vergleich zur Grenzfläche zwischen Wachstumschicht und Co-Schicht ist mit XRR und HRTEM nachweisbar, obwohl für beide Methoden insbesondere für die Grenzfläche zwischen Co- und Deckschicht eine große Varianz beobachtet wird. Eine erhöhte Grenzflächenbreite dieser Grenzfläche ist in Übereinstimmung mit vielen Ergebnissen aus der Literatur. So berichten Thiele et al. [157] von einer erhöhten Rauigkeit von Pt auf Co im Vergleich zu Co auf Pt. Dies wird auf Inselwachstum des Co für größere Co Dicken als 3 Monolagen zurückgeführt, welches die Rauigkeit von später aufgetragendem Pt erhöht. Dieses Pt füllt dabei zunächst verstärkt die Zwischenräume zwischen den Inseln aus, so dass bei ausreichender Pt-Dicke nachfolgende Schichten wieder auf einer verhältnismäßig glatten Oberfläche wachsen. Als Herstellungsverfahren wird von Thiele et al. ein Verdampfungsverfahren benutzt, welches epitaktisches Wachstum auf einem Pt(111) Einkristall ermöglicht. Zwar sind die in dieser Arbeit betrachteten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme im Gegensatz dazu polykristallin, jedoch kann dank der kristallinen Phase entlang der Wachstumsrichtung innerhalb eines Kristalls von einem vergleichbaren Verhalten ausgegangen werden.

Auch Deville et al. beschäftigten sich mit dem Wachstum von Pt auf Co hcp(001) [182] und verwenden als Herstellungsmethode ebenfalls ein Verdampfungsverfahren auf einem Einkristall. Der Hauptunterschied zu Thiele et al. besteht in der Co Oberfläche, welche als Einkristallsubstrat vor dem Auftragen des Pt mit Argon Sputtern und anschließendem Erhitzen gereinigt wurde. Mit Hilfe von LEED gelang es den Autoren das Schichtwachstum zu beobachten. Dabei stellten sie fest, dass Pt auf Co hcp(001) zunächst ein epitaktisches, inselartiges Wachstum zeigt, so dass der Gitterabstand des Pt in Wachstumsrichtung mit 0,204 nm der hcp Co hcp(001) Richtung entspricht. Erst ab einer Schichtdicke von mehr als 4 Monolagen wurde eine Entspannung des Pt Gitterabstands beobachtet, obwohl eine vollständige Entspannung selbst bei 6 Monolagen nicht erreicht wurde. Bei diesen Dicken tritt schließlich ein Zusammenwachsen der Inseln auf. Der Unterschied zwischen den Untersuchungen von Thiele et al. und Deville et al. zeigt anschaulich, wie stark die Schichtdicke und Behandlung der Co-Oberfläche sich auf das nachfolgende Pt-Wachstum auswirken.

Das Wachstum von Co auf Pt (111) wurde zum Beispiel von McGee et al. analysiert [32]. In dieser Veröffentlichung wurden die Eigenschaften eines mit MBE aufgetragenen Co-Keils auf einer Pt (111) Oberfläche untersucht. Dabei wurde durch eine LEED Analyse festgestellt, dass das Co epitaktisch in einer Gitterkonstante wächst, die ungefähr dem eines Co-Festkörpers entspricht.

Auch Lundgren et al. untersuchten das Wachstum von Co auf Pt (111) [134], allerdings wurde in dieser Untersuchung aufgedampftes Co mit Hilfe von Rastertunnelmikroskopie (STM) betrachtet. Dabei wurde beobachtet, dass die erste Monolage in den Gitterpositionen des Pt Substrats wächst, wobei der Unterschied in den Gitterkonstanten durch Defekte in der Lage ausgeglichen wird. Bis zu einer Höhe von etwa 3,5 Monolagen ist das Wachstum flach (zweidimensionales Wachstum). Für größere Filmdicken wird ein Inselwachstum beobachtet (dreidimensionales Wachstum), wobei das Co sowohl in fcc als auch in hcp Abfolge wächst.

All diese Untersuchungen zeigen, wie unterschiedlich das Wachstum von Co auf Pt im Vergleich zum Wachstum von Pt auf Co ist und wie sehr beide Wachstumsarten wie-

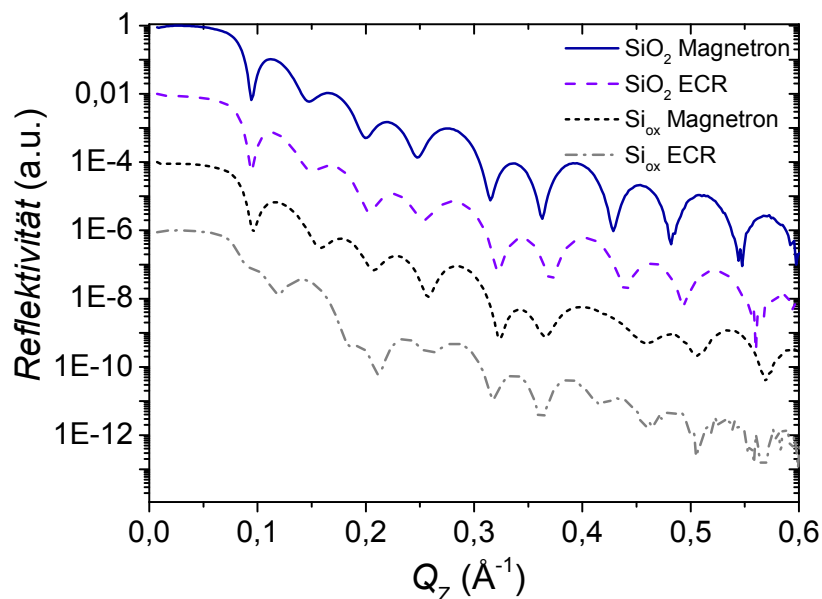


Abbildung 5.9: XRR-Messungen von Pt 5 nm / Co 2 nm / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 und Si_{ox} . Für zwei der Proben wurde die 5 nm dicke Pt-Wachstumsschicht vollständig mit DC Magnetron Sputtern hergestellt. Für zwei weitere Schichtsysteme wurde zunächst als Wachstumsschicht eine 4 nm dicke Pt-Schicht mit ECR Sputtern gefolgt von einer 1 nm dicken Pt-Schicht mit DC Magnetron Sputtern aufgetragen.

derum von den Eigenschaften des Substrats abhängen. Für den Vergleich mit den in dieser Arbeit verwendeten Pt/Co/Pt-Schichtsystemen sind wahrscheinlich die Untersuchungen von Thiele et al. [157] am geeignetsten, da ebenfalls auf eine speziell präparierte Pt-Wachstumsschicht zunächst eine Co-Schicht gefolgt von einer Pt-Deckschicht aufgetragen wird. Die höhere Grenzflächenbreite der Co/Pt Grenzfläche ist demnach darauf zurückzuführen, dass ab etwa 3 Monolagen bei Co ein Inselwachstum zu beobachten ist. Die Inselzwischenräume werden anschließend von dem Pt der Deckschicht aufgefüllt, wodurch ein höheres σ resultiert. Bei der Pt/Co Grenzfläche wächst die erste Co Monolage hingegen auf einer vergleichsweise glatten Pt-Schicht. Daher erscheint diese Grenzfläche dünner.

Eine Durchmischung von Pt und Si wird in der Literatur häufig beschrieben. In den meisten Fällen geschieht dies durch nachträgliches Erhitzen einer auf ein Siliziumsubstrat aufgetragenen Platinschicht [176, 178, 179, 183–187]. Alternative Methoden umfassen unter anderem ein Erhitzen während des Auftrags des Pt [188] oder ein ionenunterstütztes Durchmischen der Materialien [189]. In dem hier präsentierten Fall kommt es jedoch ohne die Anwendung eines dieser Verfahren zu der Bildung von PtSi. Eine mögliche Erklärung bietet die für diese Arbeit verwendete ECR Sputterdepositionstechnik (siehe Abs. 4.1.1). Da diese Technik höhere Ionenenergien verwendet als das DC-Magnetron-Sputterdeposition (siehe Abs. 4.1.2), ist auch die Energie der gesputterten Partikel höher. Mit Hilfe von TRIM [190] kann eine Energie von über 25 eV für die mit Hilfe von ECR

im Vergleich zu etwa 20 eV für die mit DC-Magnetron-Sputterdeposition herausgelösten Pt-Partikel berechnet werden.

Zur Klärung der Frage, ob tatsächlich die ECR-Technik für die PtSi-Bildung verantwortlich ist, findet zunächst ein Vergleich mit Filmsystemen statt, bei denen die Wachstumsschicht vollständig mit DC Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde. Ein solches System findet sich zum Beispiel bei Bonder et al. [142], da hier ebenfalls eine natürliche Oxidschicht vorhanden ist. Anders als bei den in Abb. 5.3 (b) und (d) gezeigten Proben ist bei Bonder et al. jedoch keine Durchmischung zwischen Pt und Si zu erkennen.

Zum Vergleich mit diesen Messungen wurden zudem Pt/Co/Pt-Schichtsysteme hergestellt, bei denen die 5 nm dicke Pt-Wachstumsschicht vollständig mit DC Magnetron-Plasmazerstäuben aufgetragen wurde. Als Substrat wurde Si_{ox} und SiO_2 verwendet, wobei die Herstellung auf beiden Substraten parallel erfolgte. Da die Durchführung von XRR-Untersuchungen weit weniger aufwendig ist als die Präparation von Querschnittsproben für TEM-Untersuchungen, wurden XRR-Messungen zur Überprüfung der Schichtabfolge verwendet. Sofern keine PtSi-Formation auftritt, wird für die Proben eine sehr ähnliche XRR-Messkurve für beide Substrate erwartet. Tritt hingegen eine PtSi-Formation auf, sollte ein deutlicher Unterschied zu erkennen sein. Eine Anpassung der Kurve mit einem Pt/Co/Pt-Modell wäre in diesem Fall nicht möglich.

In Abb. 5.9 ist ein Vergleich dieser XRR-Messungen gezeigt. Für die Systeme, bei denen die Wachstumsschicht hauptsächlich mit ECR Sputtern aufgetragen wurde, ist ein großer Unterschied zwischen beiden Messkurven zu erkennen. Für den Fall einer mit DC Magnetron hergestelltem Wachstumsschicht hingegen ist nur ein kleiner Unterschied der Reflektometrieverläufe beider Substrate zu erkennen, der mit den Unterschieden im Streuverhalten der Substrate zu erklären ist. Dies zeigt, dass die PtSi-Formation in der Tat durch den Vorgang des ECR-Sputterns hervorgerufen wird.

Um zu erklären, warum es ausgerechnet bei Verwendung der ECR Sputterdeposition und des Si_{ox} -Substrats zu einer PtSi-Bildung kommt, muss berücksichtigt werden, dass sich die beiden diskutierten Substrate nur in der Dicke der Oxidschicht und deren Rauigkeit unterscheiden. Eine natürlich gewachsene Oxidschicht weist typischerweise sogenannte Pinholes auf, welche den Transport von Material durch diese Schicht erlauben [176]. Es bieten sich somit zwei mögliche Erklärungen an: (a) Die Pt-Teilchen mit erhöhter Energie beim ECR Sputtern können bestehende Pinholes direkt durchdringen und so und/oder (b) vom Pt-Target reflektierte Ar^+ -Ionen, die auf das Substrat treffen, erzeugen neue Pinholes, durch welche Pt und Si diffundieren können. Inwieweit diese Erklärungen zutreffen kann durch zukünftige Untersuchungen geklärt werden, die zum Beispiel die Zahl der auf dem Substrat auftreffenden Ar^+ -Ionen variieren.

5.2.5 XRR ω -Messungen

Mit Hilfe der bisher gezeigten XRR-Messungen kann zwar die Grenzflächenbreite σ bestimmt, jedoch nicht ermittelt werden, in welchem Maße σ durch Rauigkeit der Grenzflächen oder eine Interdiffusion von Co und Pt hervorgerufen wird. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt sogenannte *rocking scans* gezeigt. Bei diesen Messungen handelt es sich um Variationen des Probenwinkels Ω bei festem 2θ -Winkeln (siehe Abs.

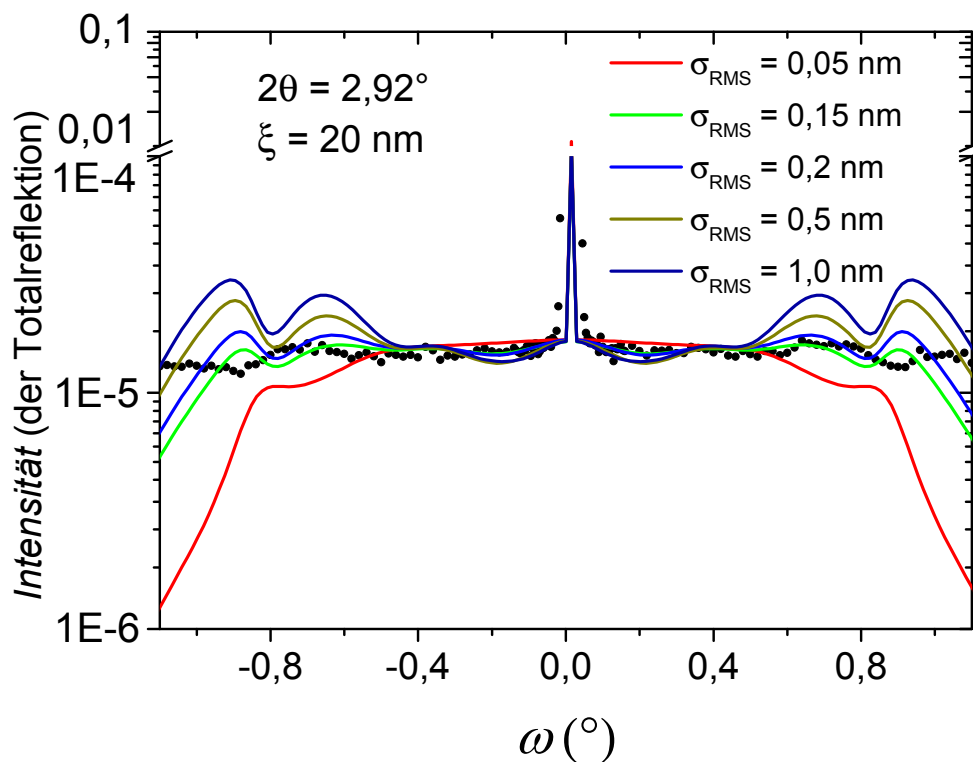


Abbildung 5.10: XRR ω -Messung (*rocking scan*) eines Pt 5 nm / Co 3,2 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ bei einem 2θ Winkel von 2,92° (schwarz). Eine Intensität von 1 entspricht dabei der Totalreflektion. Zusätzlich sind theoretische Modelle mit unterschiedlichen σ_{RMS} und $\xi = 20$ nm gezeigt.

3.1). Die gewählten 2θ -Winkel liegen dabei im Bereich, der mit den spekulären XRR-Messungen untersucht wurde. Für $\Omega \neq 2\theta/2$ wird der nicht-spekuläre, also diffuse Teil der Reflektivitätsintensität gemessen.

Durch den Vergleich der gemessenen *rocking scans* mit theoretischen Modellen wird eine Separation der Grenzflächenbreite σ in Rauigkeit und Interdiffusion ermöglicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rauigkeit zur diffusen Streuung beiträgt, die Durchmischung jedoch nicht.

Das Modell, das zur Beschreibung der diffusen Streuung verwendet wird, ist das TRDS_sl Programm [191]. Dieses Programm nutzt die Ergebnisse der Arbeit von Sinha et al. [119], die erkannten, dass die ω -Winkelabhängigkeit der diffusen Reflektivität die Fourier-Transformierte der periodischen Rauigkeit wiedergibt. Aus diesem Grund verwendet die Simulation zwei Parameter zur Beschreibung der Rauigkeit: Die durchschnittliche Rauigkeit σ_{RMS} und die Korrelationslänge in der Filmebene ξ . Die Ergebnisse einer Anpassungen mit TRDS_sl sind in Abb. 5.10 für das Beispiel eines Pt 5 nm / Co 3,2 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ gezeigt.

Während ξ die Steigung der Modellkurven bestimmt, wird durch σ_{RMS} die Amplitude der Schwingungen festgelegt. Für die Modelle wurde $\xi = 20$ nm benutzt, da dies die beste

Übereinstimmung mit den Messdaten liefert. σ_{RMS} wird in Abb. 5.10 von 0,05 nm bis 1,0 nm variiert. Dabei zeigt sich, dass die beste Übereinstimmung mit den Messdaten bei $\sigma_{\text{RMS}} \approx 0,15$ nm erzielt wird. Vergleicht man diesen Wert mit den mit spekulären XRR gemessenen Grenzflächenbreiten σ der XRR Anpassungen (Tabelle 5.1), so stellt man fest, dass σ_{RMS} wesentlich kleiner als die bestimmten Grenzflächenbreiten σ ist. Dies zeigt, dass die Grenzflächenbreite der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme nicht durch die Rauigkeit sondern durch Interdiffusion an den Pt/Co- und Co/Pt-Grenzflächen dominiert wird.

5.3 XRD Untersuchungen von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

Neben XRR- wurden ebenfalls XRD-Untersuchungen an den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen durchgeführt. Solche Untersuchungen an Co/Pt-Multilagen werden in der Literatur sehr häufig verwendet, um die Struktur dieser Schichtsysteme zu analysieren. Für Multilagensysteme wird ein Co/Pt-Bilagenreflex erwartet, dessen Position abhängig von der Dicke der Co- beziehungsweise Pt-Schichten ist [165]. Die exakte 2θ -Position des Bilagenreflexes entspricht dabei dem mittleren Gitterabstand nach Gleichung 2.73. Zusätzlich sind neben dem Hauptreflex sogenannte Satellitenreflexe zu beobachten, was zum Beispiel in [151, 163, 165, 166, 192] gezeigt wird. Solche Satellitenreflexe sind typisch für Multilagensysteme und sind eine Folge der Modulation der Materialien [112].

Die in dieser Arbeit gezeigten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme unterscheiden sich vor allem in der Anzahl der Wiederholungen von diesen Co/Pt-Multilagen, da die Anzahl der Co/Pt-Bilagen für letztere bis zu 100 erreichen kann. Für die XRD-Reflexe hat dies die Konsequenz, dass für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme anstelle eines einzelnen Bilagenreflexes mit Satelliten ein Spektrum von Reflexen in der Nähe des Pt fcc(111) Reflexes zu beobachten ist. Die physikalische Ursache hierfür wurde bereits in Abs. 2.4.2 beschrieben.

Die relative Intensität der XRD Pt-, Pd- und Co-Reflexe kann mit Hilfe von Gleichung 2.77 berechnet werden. Dies ist in Tabelle 5.3 für Pt und Pd und in Tabelle 5.4 für Co in fcc und hcp Gitterstruktur dargestellt. Da die XRD-Intensität quadratisch von der Ordnungszahl Z der Elemente abhängt, wird für Pt und Pd eine deutlich größere Intensität als für Co erwartet. Für die erlaubten Co-Reflexe gibt es für hcp eine größere Variation der Intensitäten als für fcc. Zudem ist die Intensität von hcp Reflexen geringer als die Intensität von fcc Reflexen. Dieser Unterschied ist auf den Strukturfaktor des Kristallgitters zurückzuführen (siehe Abs. 2.4.2). Neben den in Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 angegebenen Intensitäten hat auch die Textur der Proben, also die Verkippung der Kristallite bezüglich der Wachstumsrichtung, einen Einfluss auf die gemessene Intensität. Gleichung 2.77 geht davon aus, dass bei der Messung der Intensität bei den angegebenen Winkeln alle Kristallebenen gleich behandelt werden, wie es zum Beispiel bei einer Pulverprobe der Fall wäre. Richten sich die Kristallite der Schichtsysteme vorzugsweise in einer Richtung bezüglich der Wachstumsrichtung aus, zum Beispiel der fcc(111)

hkl	Gitter	2θ Winkel ($^\circ$)	$1/\sin 2\theta$	f_{Atom}	Strukturfaktor	rel. I_{Ges} (a.u.)
111	Pt	39,80	1,6	64,7	16	104640
200	Pt	46,28	1,4	61,6	16	84000
220	Pt	67,53	1,1	54,4	16	51239
311	Pt	81,34	1,0	50,7	16	41602
222	Pt	85,50	1,0	49,5	16	39310
400	Pt	103,63	1,0	45,8	16	34535
111	Pd	40,12	1,6	36,1	16	32360
200	Pd	46,66	1,4	33,7	16	24984
220	Pd	68,12	1,1	28,6	16	14103
311	Pd	82,11	1,0	25,8	16	10752
222	Pd	86,62	1,0	25,2	16	10178
400	Pd	104,76	1,0	23,4	16	9060

Tabelle 5.3: Vergleich der relativen Gesamtintensitäten rel. I_{Ges} der XRD-Reflexe für fcc Pt und fcc Pd für $\lambda = 0,15406$ nm. Die angegebenen Intensitätswerte berechnen sich aus den θ beziehungsweise \mathbf{Q} abhängigen Ausdrücken aus Gleichung 2.77. Der atomare Formfaktor ist nur abhängig von \mathbf{Q} und geht quadratisch in rel. I_{Ges} ein. Der Faktor $\frac{1}{\sin 2\theta}$ ist abhängig von θ und der Strukturfaktor ist abhängig von dem Kristallgitter und der Kristallrichtung. Letztere Faktoren gehen linear in rel. I_{Ges} ein.

Richtung, so wird bei einer θ - 2θ , die stets die spekuläre Streuung misst, die Intensität der fcc(111) Reflexe (beziehungsweise Co hcp(002) im Falle eines Wachstums von Co hcp(002) auf Pt fcc(111)) im Vergleich zu anderen Reflexen stark erhöht. Dies muss bei der Interpretation der Streuintensitäten berücksichtigt werden.

Die in dieser Arbeit durchgeführten XRD-Messungen dienen zur Untersuchung der Textur, der Kohärenz der Kristallite in Wachstumsrichtung, des Gitterabstands inklusive möglicher Verspannungen sowie der Gitterstruktur des Co.

Die Kenntnis der Textur der Co/Pt- und Co/Pd-Schichtsysteme ist von erheblicher Bedeutung, da sie großen Einfluss auf die magnetische Anisotropie (siehe Abs. 2.1.3) sowie den GSE (siehe Abs. 2.3.5) hat. Der Gitterabstand von Pt und insbesondere Co ist entscheidend für die magnetische Anisotropie, da eine Verspannung des Co zu einem magnetoelastischen Beitrag zur Anisotropie führt (siehe Abs. 2.1.6).

Für ausgedehnte Festkörper liegt Co bei Raumtemperatur in der hcp Struktur vor. Bei erhöhten Temperaturen von etwa 420°C kommt es zu einem martensitischen Übergang zu einer fcc Struktur [193]. Für Co/Pt-Multilagen wächst Co zunächst in der fcc Struktur [24, 134, 151, 170], wobei teilweise fcc Co bei Temperaturen von etwa 450°C zu einer hcp Struktur übergeht [151]. Auch mit steigender Co-Schichtdicke t_{Co} wird ein Übergang von fcc zu hcp Co beobachtet [146, 152, 158, 163].

Die Gitterstruktur der Schichtsysteme ist entscheidend, da die magnetokristalline Anisotropie von fcc Co etwa eine Größenordnung kleiner als die von hcp Co ist (siehe Abs. 2.1.3).

hkl	Gitter	2θ Winkel ($^{\circ}$)	$1/\sin 2\theta$	Formfaktor	Strukturfaktor	rel. I_{Ges} (a.u.)
<u>100</u>	hcp	41,51	1,5	20,0	1	603
002	hcp	44,48	1,4	19,4	4	2148
<u>101</u>	hcp	47,37	1,4	19,0	3	1471
110	hcp	75,73	1,0	14,7	4	891
<u>103</u>	hcp	84,06	1,0	13,9	3	583
<u>200</u>	hcp	90,26	1,0	13,1	1	172
112	hcp	92,29	1,0	12,9	4	666
<u>201</u>	hcp	94,37	1,0	12,7	3	485
004	hcp	98,41	1,0	12,4	4	622
111	fcc	44,41	1,4	19,5	16	8722
<u>200</u>	fcc	51,75	1,3	18,4	16	6918
220	fcc	76,22	1,0	14,7	16	3565
311	fcc	92,73	1,0	12,8	16	2623
222	fcc	98,21	1,0	12,4	16	2482

Tabelle 5.4: Vergleich der 2θ -Winkel, Formfaktoren, Strukturfaktoren und relativen Intensitäten der XRD-Reflexe für fcc und hcp Co für $\lambda = 0,15406$ nm. Die angegebenen Intensitätswerte berechnen sich aus den θ beziehungsweise \mathbf{Q} abhängigen Parametern aus Gleichung 2.77. Der atomare Formfaktor ist nur abhängig von \mathbf{Q} und geht quadratisch in rel. I_{Ges} ein. Der Faktor $\frac{1}{\sin 2\theta}$ ist abhängig von θ und der Strukturfaktor ist abhängig von dem Kristallgitter und der Kristallrichtung. Letztere Faktoren gehen linear in rel. I_{Ges} ein. Die unterstrichenen Reflexe können zur Unterscheidung der Gitterstruktur verwendet werden, da sich die 2θ -Position nicht mit einem anderen Reflex der jeweils anderen Gitterstruktur unterscheidet.

Die Messmethoden, mit denen Gitterabstand, Gitterstruktur sowie die Textur und Kohärenz der Proben ermittelt werden können, werden im Abs. 5.3.1 vorgestellt. In Abs. 5.3.2 wird die Beschreibung der θ - 2θ -Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung erläutert. Abs. 5.3.3 beschäftigt sich mit den Gitterkonstanten und möglichen Verspannungen von Pt und Co. Im Anschluss wird in Abs. 5.3.4 die Kristallstruktur des Co diskutiert. Die kristalline Qualität, also die Textur und Kohärenz der Schichtsysteme wird in Abs. 5.3.5 dargestellt. Alle in diesen Abschnitten gezeigten Messungen beziehen sich auf Schichtsysteme auf SiO_2 . Aus diesem Grund beschäftigt sich Abs. 5.3.6 mit den Unterschieden der mit XRD ermittelten strukturellen Eigenschaften zwischen SiO_2 - und Si_{ox} -Substraten.

5.3.1 Durchführung der XRD-Messungen

Um die Textur der Schichtsysteme zu ermitteln werden sogenannte XRD-Karten verwendet. Für diese Messungen werden eine Anzahl Messungen im 2θ -Raum mit dem in Abs. 3.1 beschriebenen Röntgendiffraktometer durchgeführt, bei denen sich der Probenwinkel Ω zwischen jeder Einzelmessung unterscheidet (siehe Abs. 3.1). Diese Messungen werden in einer Karte aufgetragen, bei denen 2θ die Abszisse und der Probenwinkel die Ordinate darstellt. Die gemessene Streuintensität wird farblich auf dieser Fläche dargestellt. Statt mit Ω werden die XRD-Karten allerdings gegen den Winkel ω aufgetragen, wobei

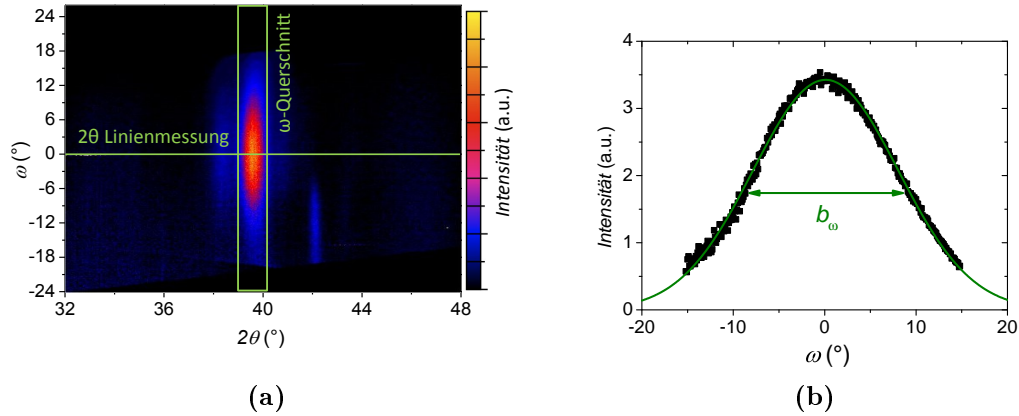


Abbildung 5.11: (a) XRD-Karte eines Pt 5 nm / Co 3,2 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂. Die grüne Linie zeigt die Richtung einer 2θ Linienmessung an, während das grüne Rechteck den für die ω -Querschnitte verwendeten Teil der Karten markiert. In (b) ist der zugehörige ω -Querschnitt zusammen mit einer Gaußschen Anpassung (grün) dargestellt.

$$\omega = \theta - \Omega \quad (5.3)$$

gilt (siehe Abb. 3.1). $\omega = 0$ entspricht demnach einer sogenannten θ - 2θ -Messung, bei der die spekuläre Bedingung stets erfüllt ist. Eine solche Karte ist in Abb. 5.11(a) gezeigt. Für Kristallite, für die Pt fcc[111] Richtung exakt der Wachstumsrichtung entspricht, wird der Pt fcc(111) Reflex bei $\omega = 0$ erwartet. Ist die Textur des Schichtsystems allerdings nicht perfekt, ist also die Pt fcc[111] Achse einiger Kristallite um einen Winkel α gegenüber der Wachstumsrichtung verkippt, wird die Intensität des Pt fcc(111) Reflexe bei $\omega = \alpha$ erwartet. Um eine höhere Zählrate und somit einen geringeren Untergrund zu erhalten, ist es möglich, mit dem verwendeten Detektor gleichzeitig einen Bereich mit der Breite $2\theta = 15^\circ$ zu messen. Dies wird im weiteren Verlauf als Linienmessungen bezeichnet.

Um aus XRD-Karten wie in Abb. 5.11(a) die Textur zu bestimmen, muss die Abhängigkeit der Streuintensität von ω bestimmt werden. Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit geringen t_{Co} wie in Abb. 5.11(a), bei denen nur der Pt fcc(111) Reflex sichtbar ist, wird nur dieser zur Ermittlung der Textur verwendet. Bei Schichtsystemen mit größeren t_{Co} kann zusätzlich der Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflex berücksichtigt werden.

Um aus diesen Reflexen die Textur zu berechnen, wird ein 2θ -Intervall gewählt, welches die Reflexintensität vollständig erfasst (siehe Abb. 5.11(a)) und die Intensität aller umfassten ω -Schnitte addiert. Man erhält einen Querschnitt durch den betrachteten Peak in Richtung von ω , dessen Intensitätsprofilbreite b_ω ein Maß für die Textur ist, wie in Abb. 5.11(b) dargestellt. Da die ω -Querschnitte der in dieser Arbeit betrachteten Schichtsysteme in erster Näherung einer Normalverteilung entsprechen, können diese Querschnitte mit einem Gaussprofil angepasst werden. Die Halbwertsbreite (FWHM) dieser Anpassung

ist dann ein Maß für die Textur des Schichtsystems. Je kleiner die Breite, um so besser definiert ist die Textur. Da die Messung von XRD-Karten zeitaufwendig ist, wurden hauptsächlich Schichtsysteme auf SiO₂ auf diese Weise untersucht.

Um den Gitterabstand in Wachstumsrichtung zu bestimmen, werden θ - 2θ -Messungen benötigt. Bei diesen Messungen entspricht der Winkel zwischen Einfallsrichtung der Röntgenstrahlung und der Probennormale θ stets dem Winkel zwischen Probennormale und Detektor. Es gilt also $\omega = 0$. Mit Hilfe der Bragg-Bedingung, Gleichung 2.73, lässt sich aus der Position der Braggreflexe der zugehörige Gitterabstand d berechnen. Weicht die Position eines Reflexes von der entsprechenden Position im Volumenkristall ab, so kann auf diese Weise eine Verspannung nachgewiesen werden. Zusätzlich kann mit Hilfe der Scherrer-Gleichung 2.78 die Kohärenz der Kristallite in Wachstumsrichtung berechnet werden.

Aus den XRD-Karten können θ - 2θ -Messungen bestimmt werden, indem man die Schnittlinie bei $\omega = 0$ verwendet oder die Karte in Richtung von ω integriert. Die Position und relative Stärke der Reflexe ist unabhängig von der verwendeten Methode, allerdings ist der Untergrund bei der Verwendung der Integrationsmethode reduziert. Eine θ - 2θ -Messung kann auch direkt ohne Verwendung einer XRD-Karte aufgenommen werden. Da jedoch um die Bedingung $\omega = 0$ zu erfüllen der Winkel Ω bei jedem Messpunkt verändert werden muss, kann der Detektor in diesem Fall nur einen Messkanal verwenden. Daher bietet eine solche Messung keine Zeitersparnis gegenüber einer XRD-Karte, welche im Prinzip auf die selbe Art und Weise unter Verwendung aller Messkanäle aufgenommen wird. Alternativ kann eine einzelne Linienmessung der XRD-Karte mit verlängerter Messdauer verwendet werden. Allerdings gilt für eine solche Messung $\omega = 0$ nicht im gesamten Winkelbereich, sondern nur für den 2θ -Winkel, für den $\frac{2\theta}{2} = \Omega$ gilt. Dies führt dazu, dass die Peaks mit $|\omega| > 0$ in ihrer Intensität entsprechend der Textur reduziert sind. Eine solche Messung ermöglicht demnach nur die qualitative Auswertung der Bragg-Reflexe und nicht die quantitative Auswertung der Intensität.

Da die Messung einer XRD-Karte etwa 24 Stunden benötigt, ist es sehr zeitaufwendig die θ - 2θ -Messungen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Hilfe von XRD-Karten durchzuführen. Des Weiteren ist das Verhältnis zwischen Intensität und Untergrund auch bei Integration einer XRD-Karte nicht hoch genug, um den Co-Peak für $t_{\text{Co}} \leq 15$ nm vom Untergrund zu unterscheiden. Aus diesem Grund ist die Verwendung einer Synchrotronstrahlenquelle einer Beamline nützlich, wie sie in Abs. 3.1 beschrieben werden. Durch die stark erhöhte Intensität der Röntgenstrahlen kann eine θ - 2θ -Messung mit einem Messkanal innerhalb von 30 Minuten durchgeführt werden. Diese zeigt ein besseres Verhältnis von Reflexintensität zum Untergrund als eine über 24 Stunden durchgeführte, integrierte XRD-Karte an einem normalen Röntgendiffraktometer. Auf diese Weise wird die systematische Durchführung von θ - 2θ -Messungen einer ganzen Probenreihe innerhalb kürzester Zeit bei gleichzeitiger Auflösung schwächerer Peaks ermöglicht. In Abb. 5.12 ist eine solche θ - 2θ -Messung dargestellt, die an der P08 Beamline gemessen wurde. Diese Messungen erlauben auch eine gute Auswertung der Kohärenzlänge in Wachstumsrichtung mit der Scherrer-Gleichung, wobei hierfür nur die Breite L des Co-Reflexes

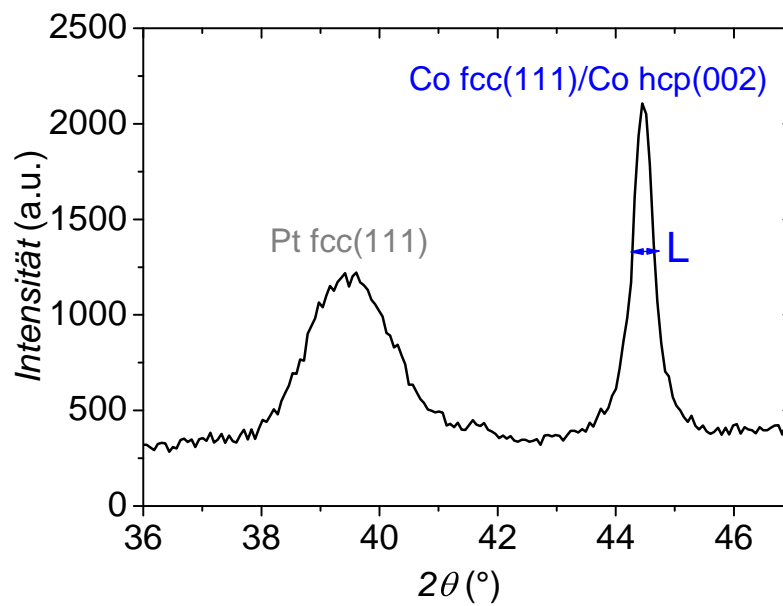


Abbildung 5.12: θ - 2θ -Messung eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO_2 durchgeführt an der P08 Beamline. Die Bestimmung der Position des Pt fcc(111) und des Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflexes ermöglicht die Berechnung des Gitterabstands für Pt und Co. Anhand der Breite L des Co-Reflexes kann die Kohärenz des Co in Wachstumsrichtung mit Hilfe der Scherrer Gleichung berechnet werden. Der Pt-Reflex ist durch die Interferenz der Bragg-Streuung der Pt.Wachstums- und .Deckschicht verbreitert, so dass für Pt diese Auswertung nicht möglich ist.

von Bedeutung ist, da der Pt-Reflex durch die Interferenz der Bragg-Streuung der Pt-Wachstums- und -Deckschicht verbreitert wird (siehe Abs. 5.3.2).

Um zu bestimmen, ob Co in der fcc oder der hcp Kristallstruktur wächst, reichen die θ - 2θ -Messungen sowie die gezeigten XRD-Karten nicht aus. Dies liegt daran, dass die Position des Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Peaks nahezu identisch sind, wie in Tabelle 5.4 gezeigt. Auch die Position vieler weiterer Bragg-Reflexe des fcc Gitters überschneidet sich innerhalb der Messgenauigkeit mit der Position von Bragg-Reflexen des hcp Gitters. Um zwischen fcc und hcp zu unterscheiden ist daher der Nachweis von Bragg-Reflexen notwendig, die klar von anderen Reflexen abgegrenzt werden können, wie beispielsweise der Co fcc(200) und der Co hcp(101) Reflex. Da die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme eine (111) Textur aufweisen, wie im Abs. 5.3.5 gezeigt werden wird, können für $\omega = 0$ nur der Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Peak gemessen werden. Theoretisch könnten durch eine XRD-Karte auch die Co fcc(200) und Co hcp(101) Reflexe nachgewiesen werden, allerdings werden diese bei einer perfekten fcc(111) Textur bei $\omega = 54^\circ$ beziehungsweise bei $\omega = 31^\circ$ erwartet. Aus geometrischen Gründen können diese Winkel jedoch nicht durch eine Variation von Ω erreicht werden, da in diesem Fall der Winkel zwischen Probennormale und Detektor negativ werden würde und somit keine Intensität gemessen werden kann.

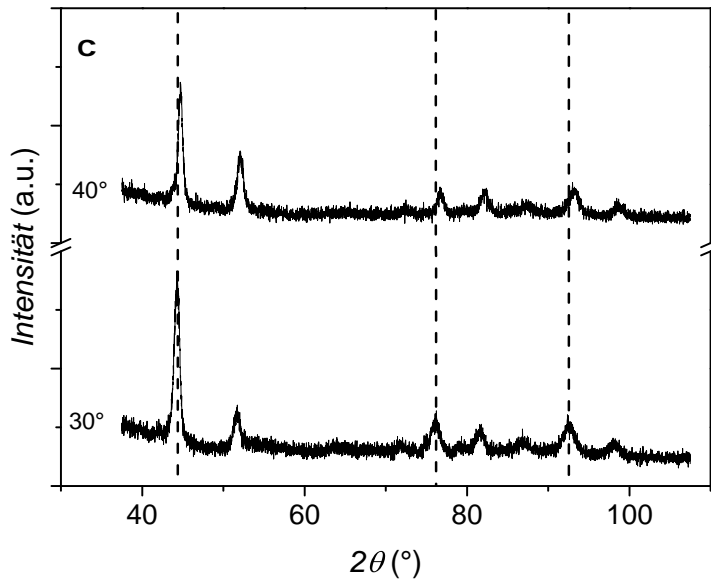


Abbildung 5.13: χ -Variationsmessung eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ für $\chi = 30^\circ$ und 40° . Die gestrichelten Linien dienen zur Veranschaulichung der Veränderung der 2θ -Position der Reflexe in Abhängigkeit von χ .

Aus diesem Grund ist es sinnvoll Messungen durchzuführen, bei denen die Probe zusätzlich um die χ -Achse gedreht wird (siehe Abb. 3.1). Solche Messungen werden im Folgenden als χ -Variationsmessungen bezeichnet. Dies ermöglicht es, neben den Co fcc(111) beziehungsweise hcp(002) weitere Reflexe des Co zu messen, für die die Bedingung $\omega = 0$ für eine (111) Textur nicht erfüllt ist. Die Intensität dieser Reflexe ist jedoch im Vergleich zu dem fcc(111) und hcp(002) Reflexen reduziert (siehe Tabelle 5.4), weshalb eine hohe Messdauer und eine Probe mit hohem t_{Co} notwendig ist. Wie bereits für die vorher diskutierten XRD-Karten werden für die χ -Variationsmessungen Einzelmessungen durchgeführt, bei denen ein ausgewählter 2θ Bereich mit mehreren Messkanälen gleichzeitig gemessen wird. Für jede dieser Einzelmessungen wird der Winkel χ variiert. Das Resultat ist quasi eine XRD-Karte, bei der jedoch der Winkel χ und nicht Ω variiert wurde. Da der untersuchte Winkelbereich von χ deutlich größer als der Winkelbereich von Ω in den XRD-Karten ist, werden die Ergebnisse nicht als Karte sondern als Abfolge von Einzelmessungen präsentiert. In Abb. 5.13 sind zwei solcher Einzelmessungen gezeigt. Neben den Co-Reflexen sind auch Reflexe des Pt und des Substrats sichtbar, die von den Co-Reflexen getrennt werden können.

Für Bragg-Reflexe in den χ -Variationsmessungen und dem Si(200) Reflex in den XRD-Karten wird eine Veränderung der 2θ -Position mit Veränderung von χ beziehungsweise Ω beobachtet (siehe Abb. 5.13). Dieses Phänomen hat verschiedene mögliche Ursachen. Die erste Möglichkeit wird im Folgenden am Beispiel des Si(200) Reflexes bei XRD-Karten erklärt (siehe Abb. 5.14). Die Einzelmessungen, aus denen sich eine XRD-Karte zusam-

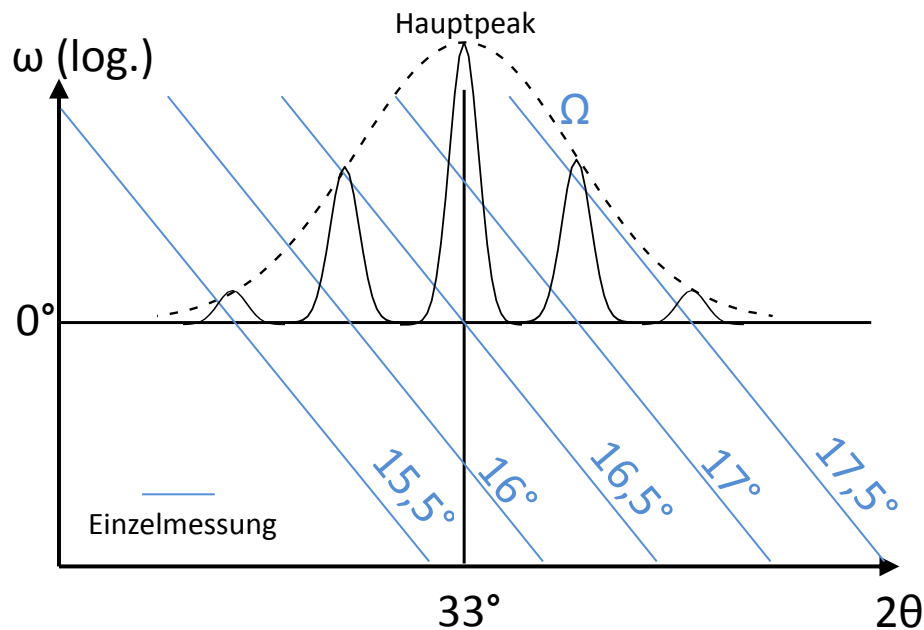


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung zur Erklärung der 2θ -Wanderung des Si(200) Reflexes für Messungen mit unterschiedlichem Ω . Die Intensität ist logarithmisch dargestellt. Aus diesem Grund ist die Breite des Si(200) Reflexes für eine θ - 2θ -Messung (gestrichelt Linie) stark verbreitert. Die Einzelmessung mit verändertem Ω bewegen sich schräg durch den 2θ - ω Raum (siehe Gleichung 5.3). Der Si(200) Reflex wird für diese Einzelmessungen aufgrund der Textur des Si Substrats stets bei $\omega = 0$ gemessen. Die Reduktion der Intensität der Reflexe abseits von $2\theta = 32,96^\circ$ ist auf die begrenzte Breite des Hauptreflexes in 2θ -Richtung zurückzuführen. Zur einfachen Darstellung wurde die Position des Si(200) Reflexes von $32,96^\circ$ auf 33° verschoben.

mensetzt, nehmen einen 2θ -Bereich mit festem Ω -Winkel auf. Der 2θ -Bereich bleibt für alle Einzelmessungen konstant, während der Ω -Winkel sich für jede Einzelmessung unterscheidet. Da der Si(200) Reflex vom Substrat verursacht wird, welches unterhalb der Oxidschicht aus einem Si-Einkristall besteht, wird der Si(200) Reflex bei der spekulären Bedingung, also $\omega = 0$ erwartet, wobei Gleichung 5.3 gilt. Gleichung 5.3 drückt demnach aus, dass die spekuläre Bedingung $\omega = 0$ für jede Einzelmessung bei einem anderen Winkel θ erfüllt ist. Dies ist in Abb. 5.14 dargestellt. Da die Textur des Si-Einkristalls beinahe perfekt ist, ist die ω -Breite des Si(200) Reflexes sehr klein, der Reflex kann demnach nur in einem sehr kleinen Winkelbereich um $\omega = 0$ gemessen werden. Die Breite des Si(200) Reflexes in 2θ Richtung ist hingegen größer, wobei in Abb. 5.14 diese Breite aufgrund der logarithmischen Darstellung stark verbreitert dargestellt ist.

Für eine Messung, bei der die eigentliche 2θ -Position des Si(200) Reflexes bei $2\theta = 32,96^\circ$ einem Winkel von $|\omega| > 0$ entspricht, ist die Intensität aufgrund der starken Textur bei $2\theta = 32,96^\circ$ verschwindend gering. Stattdessen wird die Intensität bei einem verschobenen 2θ Winkel gemessen, bei dem für den verwendeten Ω -Winkel nach Gleichung 5.3 die Bedingung $\omega = 0$ erfüllt ist. Die Intensität dieser Reflexe ist gegenüber der Intensität des Hauptreflexes reduziert, da die Höhe dieser Reflexe in erster Näherung der Intensität

des Reflexes der θ - 2θ -Messung (gestrichelte Linie) für diesen 2θ -Winkel entspricht. Auf diese Weise kann demnach eine Verschiebung der 2θ -Position eines Si-Reflexes des Einkristallsubstrats erklärt werden. Die Verschiebung der Pt- und Co-Reflexe bei den χ -Variationsmessungen ist möglicherweise auf die selbe Ursache zurückzuführen. Allerdings ist die Breite in 2θ -Richtung der betrachteten Reflexe größer, was zu einer geringeren Verschiebung in 2θ -Richtung unter Variation von ω oder in diesem Fall χ führt. Auch die geringere Textur der Pt- und Co-Kristallite schwächt diese Verschiebung ab. Eine alternative Möglichkeit, diese Verschiebung zu erklären, ist, dass sich durch die Drehung der Ω - und χ -Achse die Position der Probenmittelpunkts bezüglich der Röntgenquelle und des Detektors verschiebt. Wenn dies der Fall ist, ändert sich ebenfalls der effektive 2θ -Winkel für die Probe, was für die Messung in einer Verschiebung der Bragg-Reflexe auf der 2θ -Achse resultiert. Diese Erklärung kann die beobachtete Verschiebung der Reflexe bei den χ -Variationsmessungen gut erklären. Für die XRD-Karten eignet sich diese Erklärung jedoch nicht, da nur eine Verschiebung des Si(200) Reflexes beobachtet wird, während die Position des Pt fcc(111) Reflexes konstant bleibt.

5.3.2 Mathematische Beschreibung von $I(2\theta)$

In diesem Abschnitt wird die Analyse der θ - 2θ -Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung erläutert, deren theoretische Grundlagen bereits in Abs. 2.4.2 beschrieben wurden. Die θ - 2θ -Messungen, die in diesem Abschnitt gezeigt werden, wurden an der P08 Beamline durchgeführt, die in Abs. 3.1 vorgestellt wurde. Obwohl die Messungen bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,124$ nm aufgenommen wurden, sind die Abszissen in den Abbildungen in diesem Abschnitt so umgerechnet, als ob sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen wurden, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Tabellen 5.3 und 5.4 zu gewährleisten.

Wie in Abs. 5.3 beschrieben, erwartet man für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme ein Interferenzspektrum an der Position des Pt(111) Reflexes. Ein solches Pt-Interferenzmuster findet man für die untersuchten Schichtsysteme für alle untersuchten t_{Co} ($1 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 50 \text{ nm}$). Dies ist in Abb. 5.15 für vier verschiedene t_{Co} gezeigt.

Auf den ersten Blick ist in der XRD-Messung des Pt/Co/Pt-Schichtsystems mit $t_{\text{Co}} = 1$ nm nur ein einzelner Braggreflex bei $2\theta \approx 39,8^\circ$ zu erkennen (Abb. 5.15(a)). Dies entspricht nach Gleichung 2.73 bei einer Röntgenwellenlänge von 1,5406 nm einem Pt(111) Gitterabstand von 0,226 nm und somit innerhalb des Fehlers dem Pt(111) Gitterabstand eines Pt-Volumenkristall von 0,2263 nm [194]. Eine Berechnung des Pt-Gitterabstands allein anhand der Position des stärksten Pt-Reflexes ist jedoch irreführend, denn die Messung zeigt ebenfalls eine Schulter des Reflexes bei etwa $38,4^\circ$, welche durch die angesprochene Interferenz hervorgerufen wird.

Deutlicher erkennt man dieses Verhalten bei dem System mit $t_{\text{Co}} = 5$ nm (Abb. 5.15(b)). Neben dem Reflex mit der höchsten Intensität bei $39,3^\circ$ ist ein Nebenreflex bei $40,2^\circ$ und ein weiterer Reflex bei $38,4^\circ$ zu beobachten. Bei etwa $43,5^\circ$ tritt zudem eine erhöhte Intensität auf, die dem Co fcc(111) beziehungsweise dem Co hcp(002) Reflex zugeordnet werden kann.

Bei dem System mit $t_{\text{Co}} = 15 \text{ nm}$ ist ein Dreifach-Reflex zu erkennen, wobei die Spitzen bei $39,0^\circ$, $39,4^\circ$ und $39,8^\circ$ liegen (Abb. 5.15(c)). Weitere Reflexe mit kleineren Intensitäten treten im Bereich des Interferenzmusters ebenfalls auf. Zusätzlich ist bei dieser Dicke nun deutlich ein Co Reflex bei $44,4^\circ$ sichtbar. Anders als bei den Pt-Reflexen ist bei der Bragg-Streuung an der Co-Schicht nur ein einzelner Reflex zu beobachten. Dies macht es möglich, aus den 2θ -Positionen der Co Reflexe den Gitterabstand in Wachstumsrichtung in der Co-Schicht zu bestimmen. Für das $t_{\text{Co}} = 15 \text{ nm}$ System erhält man nach Gleichung 2.73 einen Co-Gitterabstand in Wachstumsrichtung von $0,204 \text{ nm}$. Für eine Co-Schichtdicke $t_{\text{Co}} = 50 \text{ nm}$ ist ein Interferenzmuster an der Position des Pt(111) Reflexes nicht mehr direkt zu erkennen, was auf einen hohen inkohärenten Streuanteil in Wachstumsrichtung hinweist (Abb. 5.15(d)). Der Co-Reflex ist erwartungsgemäß stärker ausgeprägt als bei $t_{\text{Co}} = 15 \text{ nm}$, die Position ist allerdings unverändert. Zusammengefasst nimmt die Stärke der Ausprägung des Pt-Interferenzmusters mit steigendem t_{Co} ab. Der Co-Reflex ist für $t_{\text{Co}} \geq 9 \text{ nm}$ eindeutig identifizierbar und seine Intensität erhöht sich mit steigendem t_{Co} , was auf Grund des höheren Co-Anteils des Schichtsystems nicht überraschend ist.

Die Betrachtung der θ - 2θ -Messungen offenbart zwei Schwierigkeiten, die bei der Auswertung berücksichtigt werden müssen. Zunächst ist eine Bestimmung der Gitterkonstanten des Pt allein anhand der Position der Maxima nicht möglich. Auch die Kohärenzlänge in Wachstumsrichtung, wie sie durch die Scherrer-Gleichung (Gleichung 2.78) beschrieben wird, kann wegen der Verbreiterung des Pt-Reflexes nicht aus diesem berechnet werden. Des Weiteren kann der Co-Gitterabstand für $t_{\text{Co}} < 9 \text{ nm}$ nicht mehr zweifelsfrei aus der Position des Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflexes ermittelt werden. Insbesondere bei Co-Schichtdicken unterhalb von 5 nm ist eine Analyse des Co-Reflexes ausgeschlossen. Um dennoch Informationen über die Gitterabstände des Co zu gewinnen kann das kinematische Modell zur Anpassung der Messkurven verwendet werden. Durch Vergleich mit diesem Modell lässt sich Aufschluss über die Gitterabstände der Systeme gewinnen, die in dem kinematischen Modell als Anpassungsparameter auftreten und die 2θ -Position der Einhüllenden des Pt-Reflexes beeinflusst. Die Kohärenz in Wachstumsrichtung lässt sich durch den Anteil an kohärenter Streuung in dem Interferenzmuster bestimmen. Bei einer hohen Kohärenz sind die Einzelreflexe des Interferenzmusters deutlich zu erkennen, während bei einer niedrigen Kohärenz ein einziger, verbreiteter Reflex gemessen wird.

Die mit Hilfe der kinematischen Näherung angepassten Intensitäten sind ebenfalls in Abb. 5.15 gezeigt. Im Allgemeinen lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Anpassung erreichen. Insbesondere im Bezug auf die Position der Einzelreflexe des Pt Interferenzmusters kann eine gute Übereinstimmung erzielt werden. Für das System mit $t_{\text{Co}} = 5 \text{ nm}$ ist jedoch eine Abweichung des Co-Reflexes zwischen Messung und Anpassung zu erkennen. Für $t_{\text{Co}} = 50 \text{ nm}$ berechnet die Anpassung des kinematische Modells zudem an der Stelle des Co eine Interferenzstruktur, während die Messung einen einzelnen Reflex zeigt.

Die Ursachen für diese Abweichungen sind wahrscheinlich in den vereinfachten Annahmen des Modells zu finden. So berücksichtigen die Anpassungen in Abb. 5.15 noch keine

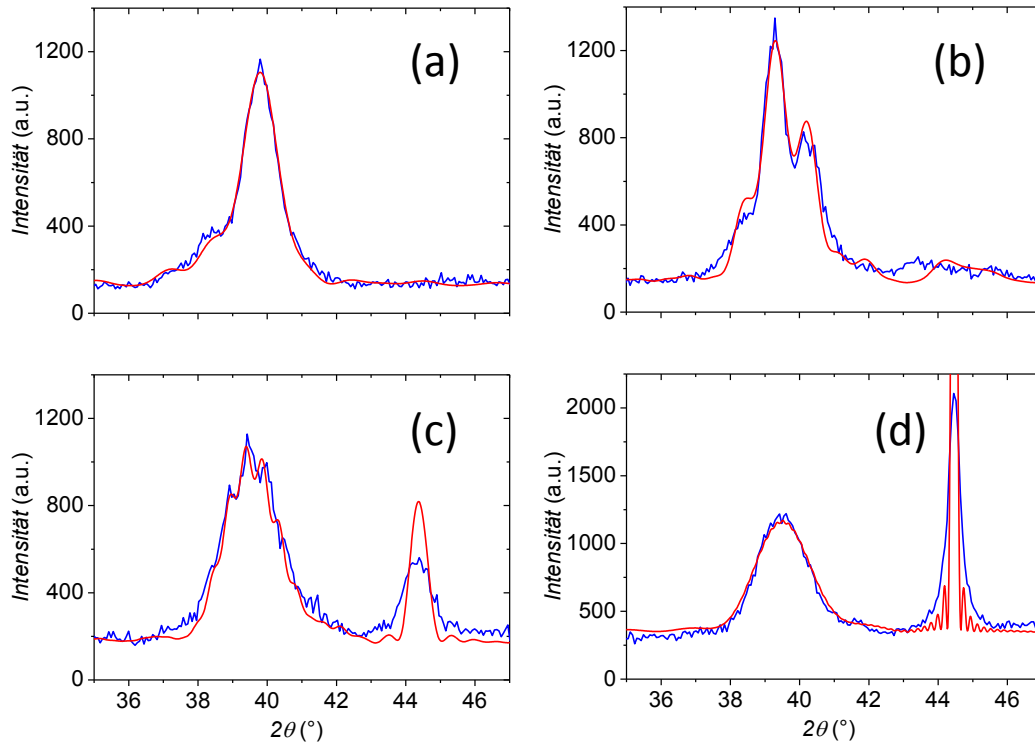


Abbildung 5.15: XRD-Messungen (blau) von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 mit $t_{Co} =$ (a) 1 nm, (b) 5 nm, (c) 15 nm und (d) 50 nm im Vergleich mit Anpassung unter Verwendung der kinematischen Näherung (rot). In Bild (d) ist die Spitze des rechten Reflexes der Übersicht halber nicht gezeigt; das Maximum liegt in diesem Fall bei etwa 6580 a.u.. Obwohl die Messungen bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,124$ nm aufgenommen wurden, sind die 2θ -Achsen in diesen Abbildungen so umgerechnet, als wären sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Tabellen 5.3 und 5.4 zu gewährleisten.

Grenzflächen. Eine weitere Möglichkeit sind Gradienten der Streulängendichten, wie sie zum Beispiel durch leichte Durchmischungen der Materialien verursacht werden.

Eine Erweiterung des Anpassungsmodells um Grenzflächenschichten erfordert allerdings die Einführung zusätzlicher Parameter, nämlich des Grenzflächengitterabstands, der Anzahl der Monolagen der Grenzflächen sowie die Streuintensität der Grenzflächenschichten. Letztere spielt jedoch eine untergeordnete Rolle, da der Haupteinfluss der Grenzflächen weniger in ihrem Streusignal als vielmehr in ihrem Einfluss auf das $I(2\theta)$ -Spektrum der Pt-Interferenz liegt.

Für f_{CoPt} wurde eine Mittelung der Formfaktoren von Co ($f_{Co} = 19,5$) und Pt ($f_{Pt} = 64,7$) verwendet, also $f_{CoPt} = 42,1$ [195]. Über die XRR- und TEM-Messungen kann die Gesamtdicke der Grenzflächen gut bestimmt werden (siehe Tabelle 5.1). Unter Berücksichtigung des Gitterabstands von Co und Pt erscheint eine Monolagenzahl von 2 für die Grenzfläche zwischen Wachstums- und Co-Schicht und 3 für die Grenzfläche zwischen Co- und Deckschicht sinnvoll. Damit verbleibt der Grenzflächengitterabstand als Anpassungsparameter. Dennoch gibt es damit einen Anpassungsparameter mehr als bei

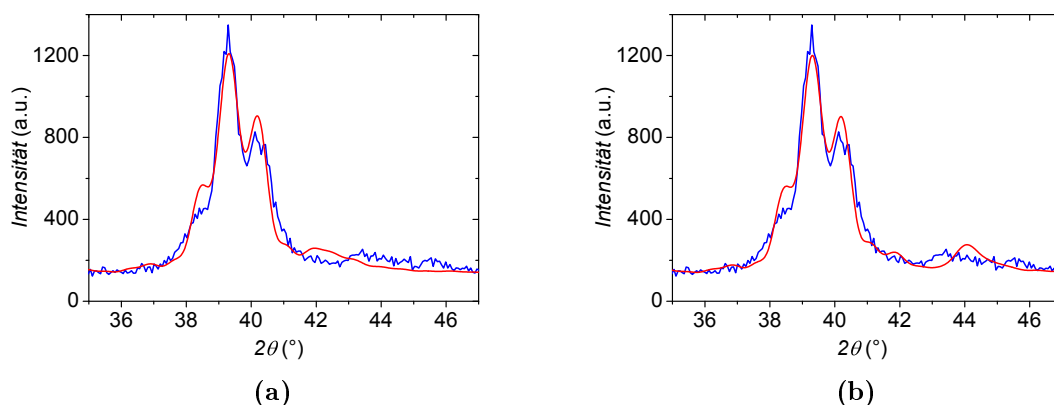


Abbildung 5.16: XRD-Messungen (blau) eines Pt 5 nm / Co 5 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ im Vergleich mit Anpassung unter Verwendung der kinematischen Näherung mit unterschiedlichen Grenzflächengitterabständen d_{Grenz} (rot). In (a) wird $d_{\text{Grenz}} = 0,22$ nm als konstant angenommen und in (b) $d_{\text{Grenz}} = 0,205$ nm. Obwohl die Messungen bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,124$ nm aufgenommen wurden, sind die 2θ -Achsen in diesen Abbildungen so umgerechnet, als wären sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Tabellen 5.3 und 5.4 zu gewährleisten.

dem vorherigen Modell. Durch die damit entstehende Abhängigkeit der Parameter sind die Anpassungsergebnisse nicht mehr eindeutig. Um dieses Problem zu lösen wurde die Anpassung mit einer Reihe festgelegter Grenzflächengitterabstände durchgeführt, um den Zusammenhang zwischen dem Co-Gitterabstand d_{Co} und dem Grenzflächengitterabstand d_{Grenz} zu ermitteln. Zwei solche Anpassungen mit $d_{\text{Grenz}} = 0,22$ nm und $d_{\text{Grenz}} = 0,205$ nm sind in Abb. 5.16 dargestellt. Durch die unterschiedliche Wahl von d_{Grenz} wird d_{Co} und somit die Position des Co-Reflexes beeinflusst. Die Korrelation von d_{Grenz} und d_{Co} wird in Abs. 5.3.3 dargestellt.

5.3.3 Gitterkonstanten von Pt und Co

Durch Anpassung der θ - 2θ -Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung lassen sich die Gitterabstände der einzelnen Schichten berechnen, wie in Abs. 5.3.2 beschrieben. Für die Pt-Schichten sind die Ergebnisse in Abb. 5.17 dargestellt. Im gesamten Schichtdickenbereich wird für die Wachstumsschicht ein Gitterabstand von $d_{\text{Pt,Wachstum}}$ von $0,2275 \pm 0,003$ nm ermittelt. Für die Deckschicht wird innerhalb des Fehlers ein identischer Gitterabstand von $d_{\text{Pt,Deck}} = 0,2274 \pm 0,002$ nm beobachtet. Eine Abhängigkeit von t_{Co} ist nicht zu erkennen. Diese Werte liegen über dem Gitterabstand eines Pt-Volumenkristall in fcc(111) Richtung von $d_{\text{Pt,Volumen}} = 0,2263$ nm. Eine solche Verspannung des Pt in Wachstumsrichtung wurde für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme bereits beobachtet und auch für reine ECR-Pt Schichten nachgewiesen [60]. Dies zeigt, dass diese Verspannung nicht durch die Co/Pt-Grenzflächen verursacht werden. Möglicherweise wird diese Verspannung stattdessen durch das Substrat verursacht. Allerdings müsste in diesem Fall die Verspannung hauptsächlich in der Wachstumsschicht nachgewiesen

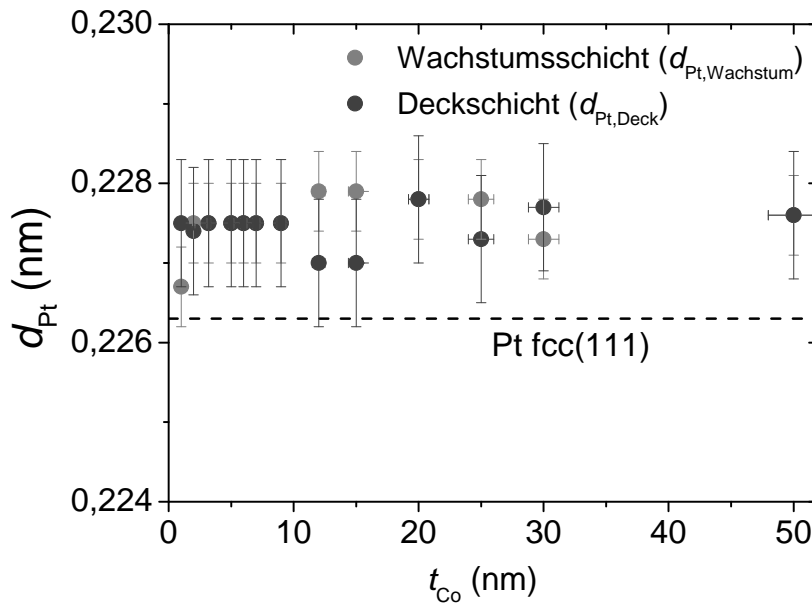


Abbildung 5.17: Pt-Gitterabstände der Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsysteme auf SiO_2 ermittelt durch Anpassung der XRD-Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung. Das verwendete Modell erlaubt eine separate Anpassung des Gitterabstands der Wachstums- ($d_{Pt, Wachstum}$) und der Deckschicht ($d_{Pt, Deck}$). Die gestrichelte Linie markiert den Gitterabstand von Pt fcc(111) in einem Volumenkristall.

werden, was innerhalb des Fehlers nicht zu beobachtet ist.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt, wird für $t_{Co} < 9$ nm kein Co fcc(111) oder Co hcp(002) Reflex beobachtet. Dennoch kann für diese Schichtdicken mit Hilfe des kinematischen Modells d_{Co} berechnet werden, indem das Interferenzmuster des Pt-Reflexes angepasst wird. In Abb. 5.18 sind die aus der Anpassung des Pt-Interferenzmusters bestimmten Werte von d_{Co} (blau) sowie die aus der Position des Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflexes bestimmten Werte von d_{Co} (grün) gezeigt. Die Bestimmung von d_{Co} aus der Anpassung des Pt-Interferenzmusters ist nur für $t_{Co} \leq 20$ nm möglich, da für größere t_{Co} das Interferenzmuster zu schwach ist, um eine Anpassung zu ermöglichen. In dem t_{Co} -Bereich, in dem d_{Co} mit beiden Methoden bestimmt werden kann, stimmen die Werte innerhalb des Fehlers überein. Für $d_{Co} \geq 5$ nm entspricht der Co-Gitterabstand innerhalb des Fehlers dem Festkörperwert. Dabei ist es, wie bereits zuvor erwähnt, nicht möglich zwischen einem fcc und einem hcp Gitter zu unterscheiden, da die Gitterabstände der fcc(111) und hcp(002) Reflexe mit 0,2038 nm für fcc und 0,2035 nm für hcp innerhalb des Fehlers der Messung zu dicht beieinander liegen. Für $t_{Co} < 5$ nm wird ein Abfall von d_{Co} beobachtet.

Der Fehler der Anpassung nimmt für d_{Co} mit sinkendem t_{Co} zu. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Position und Intensität der einzelnen Reflexe im Pt-Interferenzspektrum stark von der Co-Gesamtschichtdicke abhängt. Die Co-Gesamtschichtdicke berechnet sich in der kinematischen Näherung aus der Anzahl von Co-Monolagen N_{Co} multipliziert

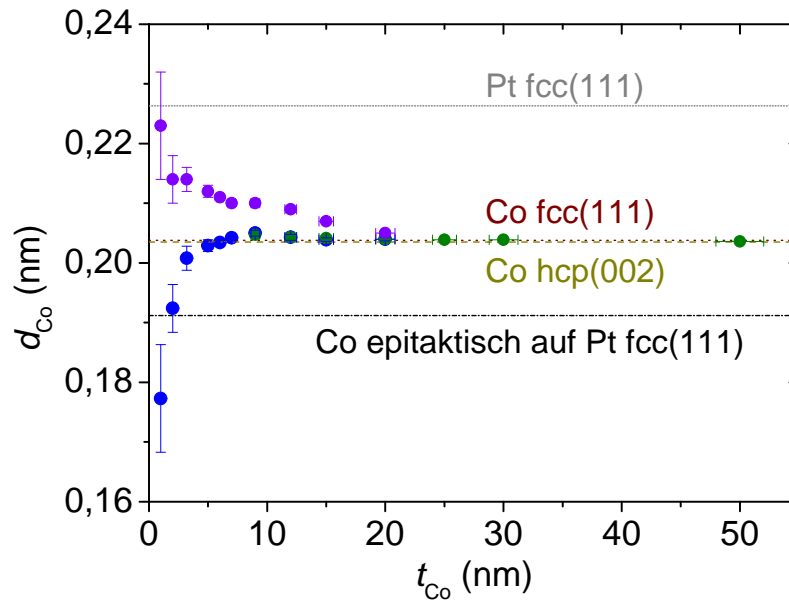


Abbildung 5.18: Co-Gitterabstand d_{Co} der Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsysteme auf SiO₂ ermittelt durch Anpassung des Pt-Interferenzmusters mit Hilfe der kinematischen Näherung (blau) und bestimmt aus der Position des Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflexes (grün). Da die Anpassung des Pt-Interferenzmusters periodische Lösungen für d_{Co} zulässt sind ebenfalls alternative Lösungen für d_{Co} abgebildet (violett). Zusätzlich sind die Gitterabstände im Volumenkristall für Pt fcc(111), Co fcc(111) und Co hcp(002) sowie der Gitterabstand des Co in Wachstumsrichtung beim epitaktischen Wachstum auf Pt eingezeichnet.

mit dem Co-Gitterabstand d_{Co} . N_{Co} wird so gewählt, dass durch eine Multiplikation mit dem Wert von d_{Co} für einen Co-Volumenkristall eine Co-Gesamtschichtdicke berechnet wird, die der mit Hilfe der Auftragsraten bestimmten Co-Dicke entspricht. Da N_{Co} in der kinematischen Näherung eine natürliche Zahl sein muss (siehe Gleichung 2.88), kann keine genaue Übereinstimmung zwischen diesen beiden Co-Dicken gefunden werden. Um dies auszugleichen werden die Anpassungen mit mehreren N_{Co} durchgeführt, die somit einen Bereich von Co-Gesamtschichtdicken abdecken. Der für d_{Co} abgegebene Fehler berücksichtigt neben dem aus der Anpassung resultierendem Fehler auch den Fehler, der durch eine Variation von N_{Co} um ± 1 entsteht. Da eine Variation von N_{Co} um ± 1 für kleine t_{Co} einen größeren Einfluss auf die berechnete Co-Gesamtschichtdicke hat, tritt in diesem Bereich auch ein großer Fehler von d_{Co} auf.

Es muss außerdem berücksichtigt werden, dass die Bestimmung von d_{Co} aus der Anpassung des Pt-Interferenzmusters periodische Lösungen hat. Neben den gezeigten Lösungen, die einen Abfall von d_{Co} mit sinkendem t_{Co} zeigen, können die XRD-Messungen ebenfalls mit d_{Co} Werten angepasst werden, die einen Anstieg von d_{Co} mit sinkendem t_{Co} zeigen. Dies ist in Abb. 5.18 in violett gezeigt. Im Folgenden soll geklärt werden, welche Anpassungswerte von d_{Co} die reale Verspannung des Co wiedergeben.

Zunächst ist auffällig, dass im Bereich $9 \text{ nm} \leq t_{Co} \leq 15 \text{ nm}$ die Anpassung, die einen An-

stieg von d_{Co} mit sinkendem t_{Co} zeigt, die Ergebnisse aus der Anpassung des Co Reflexes nicht wiedergibt. Dies spricht dagegen, dass diese Anpassung die reale Verspannung des Co wiedergibt.

Zudem sollte berücksichtigt werden, welche Verspannung für das Co erwartet wird. Dazu wird daran erinnert, dass der mit XRD ermittelte d_{Co} -Wert in Wachstumsrichtung (z-Richtung) gemessen wird. Da ein möglicher Ursprung der Verspannung in dem Unterschied der Gitterkonstanten zwischen Pt und Co liegt, ist es sinnvoll, die Verspannung in der Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung zu berechnen.

Im Allgemeinen kommt es beim kristallinen Wachstum eines Materials A auf einem anderen Material B zu einer isotropen Verspannung $\epsilon_{11} = \epsilon_{22}$ der Materialien in der Ebene der Grenzfläche [22]. Beim Wachstum von Co hcp(002) oder Co fcc(111) auf Pt fcc(111) beträgt der Unterschied der Gitterkonstanten $\eta = 10,6\%$, was bei epitaktischem Wachstum zu einer Verspannung führt. Unter der Voraussetzung, dass die Co-Schicht dünn gegenüber der Pt-Schicht ist, wird in erster Näherung die Co-Schicht in der Grenzflächenebene um η verspannt.

Um die Verspannung in der Grenzfläche mit der Verspannung in Wachstumsrichtung zu korrelieren, kann die elastische Reaktion verwendet werden, die für den Fall von verschwindender Verspannungsenergie in z-Richtung auftritt. Für ein fcc Gitter in (111) Richtung erhält man [22]

$$\epsilon_{33} = -\frac{(c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44})}{(c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}) \quad (5.4)$$

und für ein hcp Gitter in (001) Richtung [22]

$$\epsilon_{33} = -\frac{c_{13}}{c_{33}}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}). \quad (5.5)$$

Die Konstanten c_{xy} geben dabei die elastische Steifheit an. Für fcc Co gilt $c_{11}^{fcc} = 242$ GPa, $c_{12}^{fcc} = 160$ GPa und $c_{44}^{fcc} = 128$ GPa und für hcp Co $c_{13}^{hcp} = 103$ GPa und $c_{33}^{hcp} = 358$ GPa [49]. Für die in dieser Arbeit untersuchten polykristallinen Pt/Co/Pt-, Pd/Co/Pd- sowie Pt/Pd/Co/Pd-Systeme ist die Annahme einer homogenen Verspannung in der Ebene sinnvoll, also $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_0$, da in der Grenzflächenebene keine ausgezeichnete Richtung existiert. Im Folgenden wird die sogenannte Matrix Notation [196] verwendet, wodurch der Ausdruck ϵ_{33} verkürzt als ϵ_3 bezeichnet wird. Mit den oben angegebenen Konstanten der elastischen Steifheit erhält man $\epsilon_3^{fcc} = -0,58 \epsilon_0^{fcc}$ und $\epsilon_3^{hcp} = -0,57 \epsilon_0^{hcp}$. Für eine Dehnung des Co in der Ebene wird demnach eine vom Betrag her reduzierte Stauchung des Co-Gitters in z-Richtung erwartet. Unter der Annahme, dass das Co vollständig epitaktisch auf dem Pt aufwächst, also $\epsilon_0 = 10,6\%$, wird eine Stauchung von $\epsilon_3^{fcc} = 6,2\%$ beziehungsweise $\epsilon_3^{hcp} = 6,0\%$ berechnet. Der minimale Wert von d_{Co} , der erwartet wird wenn epitaktisches Wachstum vorliegt, beträgt daher für fcc $0,2038 \text{ nm} \cdot \epsilon_3^{fcc} = 0,1912 \text{ nm}$ und für hcp $0,2035 \text{ nm} \cdot \epsilon_3^{hcp} = 0,1913 \text{ nm}$, was innerhalb der Messgenauigkeit identisch ist.

Aus diesem Grund beschreibt die Anpassung, die einen Abfall von d_{Co} mit sinkendem t_{Co} zeigt, das erwartete Verhalten besser, weshalb die Ergebnisse dieser Anpassung im

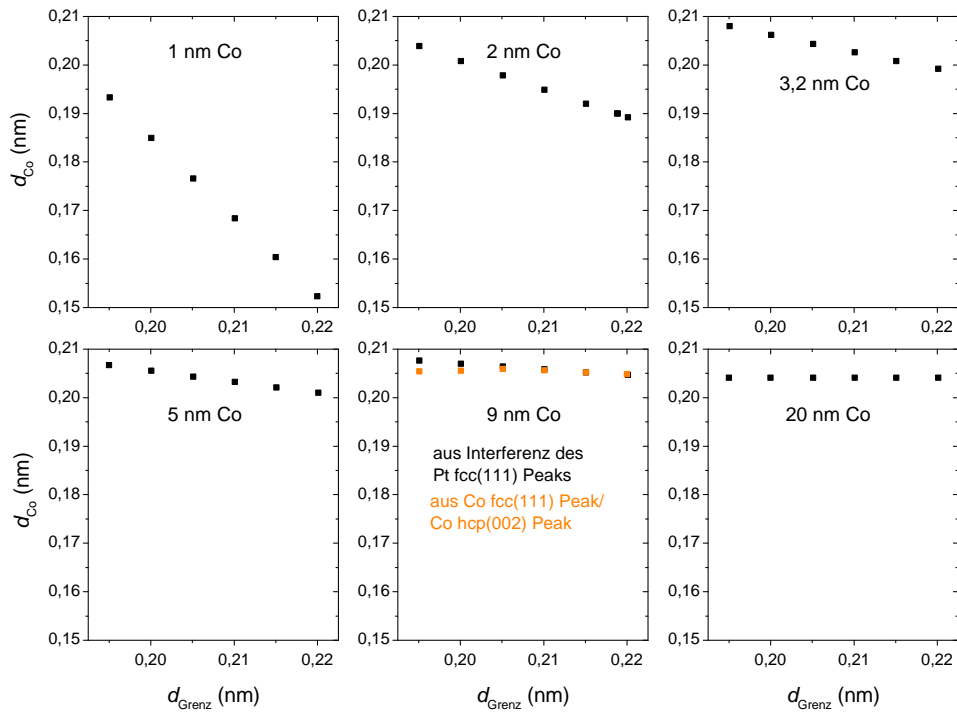


Abbildung 5.19: Grenzflächengitterabstand d_{Grenz} aufgetragen gegen den Co-Gitterabstand d_{Co} von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsysteme auf SiO_2 ermittelt durch Anpassung der XRD-Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung. Auf eine Angabe des Fehlers für d_{Co} wurde verzichtet da diese Auftragung nur zur Visualisierung der Abhängigkeit des Co-Gitterabstand vom Grenzflächengitterabstand dient. Für $t_{\text{Co}} = 9$ nm kann alternativ das Pt fcc(111) Interferenzmuster (schwarz) oder der Co fcc(111)/Co hcp(002) Reflex (orange) angepasst werden.

Folgenden für $d_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ verwendet werden.

Eine Reduktion von d_{Co} unter 0,1912 nm kann jedoch auch durch epitaktisches Wachstum allein nicht erklärt werden. Der in Abb. 5.18 bestimmte Wert für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 1$ nm liegt selbst unter Berücksichtigung des Fehlers unterhalb dieses Grenzwertes. Dies zeigt, dass das für diese Anpassung verwendete Modell zu simpel ist. Daher liegt es nahe, dass Modell um Grenzflächen zwischen den Pt-Schichten und der Co-Schicht zu erweitern.

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben ist es dazu notwendig, die Abhängigkeit des Co-Gitterabstands d_{Co} und des Grenzflächengitterabstands d_{Grenz} zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurden Anpassungen mit konstantem d_{Grenz} durchgeführt, wobei für d_{Grenz} Werte zwischen 0,195 nm und 0,220 nm mit Intervallen von 0,005 nm angenommen wurden. Diese Werte entsprechen in etwa dem Bereich zwischen Wachstum von vollständig verspanntem Co und Wachstum mit den Gitterabstand von Pt. Ziel dieser Anpassungen ist es also, die Abhängigkeit $d_{\text{Co}}(d_{\text{Grenz}})$ für die unterschiedlichen t_{Co} zu bestimmen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.19 gezeigt.

Zunächst fällt auf, dass die Abhängigkeit $d_{\text{Co}}(d_{\text{Grenz}})$ mit zunehmender Kobaltschichtdicke t_{Co} abnimmt. Dies ist leicht zu verstehen, da die totale Grenzflächendicke stets unverändert bleibt und daher der prozentuale Einfluss auf das Gesamtsystem reduziert wird. Für die Schichtsysteme mit kleineren Kobaltschichtdicken ($t_{\text{Co}} = 1, 2, 3, 2$ und 5 nm) ist ein Abfall von d_{Co} mit zunehmendem d_{Grenz} zu beobachten. Dieses Verhalten kommt dadurch zustande, dass die Gesamtdicke der Co- und der Grenzflächenschicht konstant bleiben muss um ein gleichbleibendes Interferenzsignal zu erzeugen. Für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} \geq 9$ nm ist zusätzlich der Co fcc(111)/Co hcp(002) Reflex ausgeprägt. Das Pt-Interferenzmuster ist hingegen nur für $t_{\text{Co}} \leq 15$ nm zu erkennen, da für größere t_{Co} der kohärente Teil des Interferenzsignals zu gering ist. Für $9 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 15$ nm kann demnach, abhängig vom angepassten 2θ -Bereich der XRD-Kurve, sowohl d_{Co} durch eine Anpassung der Pt-Interferenz als auch durch Anpassung des Co fcc(111)/Co hcp(002) Reflexes berechnet werden. Das Ergebnis für $d_{\text{Co}}(d_{\text{Grenz}})$ ist für $t_{\text{Co}} = 9$ nm in Abb. 5.19 in schwarz (Berechnung aus Pt-Interferenz) und orange (Berechnung aus Co-Reflex) dargestellt. Für $t_{\text{Co}} = 20$ nm berücksichtigt die Anpassung zur Ermittlung von d_{Co} nur die Position des Co fcc(111)/Co hcp(002) Reflexes. Da d_{Grenz} praktisch keinen Einfluss auf dessen Position hat bleibt d_{Co} für diese Co-Schichtdicke praktisch konstant. Bei der Durchführung der Anpassungen muss beachtet werden, dass das beobachtete Interferenzsignal an der Pt(111) Position für verschiedene Gesamtschichtdicken mit periodischem Abstand erzeugt werden kann. Für jeden Wert von d_{Grenz} können demnach mehrere Werte von d_{Co} gefunden werden, die eine gute Anpassung ermöglichen. Gitterabstände d_{Co} , die größer als der Gitterabstand des Co-Volumenkristalls $d_{\text{Co,Volumen}} \approx 0,204$ nm sind, werden nicht berücksichtigt, da eine solche Verspannung durch Wachstum von Co auf Pt nicht verursacht werden kann. Aus diesem Grund ist in Abb. 5.19 stets der größte Gitterabstand d_{Co} angegeben, der unterhalb von $d_{\text{Co,Volumen}}$ liegt. Die unterschiedlichen Anpassungsmethoden der Probe mit $t_{\text{Co}} = 9$ nm ermöglichen eine Eingrenzung der Grenzflächengitterabstände d_{Grenz} , da bei Werten von $d_{\text{Grenz}} < 0,21$ nm nicht mehr der Co-Reflex und der Pt-Interferenzreflex gleichzeitig angepasst werden können, so dass zwei deutlich getrennte Messwerte bestimmt werden.

In Abb. 5.20 ist eine alternative Darstellung der Ergebnisse durch eine Auftragung von d_{Co} gegen t_{Co} für eine Reihe unterschiedlicher Grenzflächengitterabstände d_{Grenz} gezeigt. Obwohl sich die Graphen unterscheiden, ist unterhalb einer Schichtdicke von etwa $t_{\text{Co}} = 5$ nm ein Abfall von d_{Co} mit sinkendem t_{Co} für alle Graphen zu beobachten, während für größere Co-Schichtdicken d_{Co} innerhalb des Fehlers dem Festkörperwert entspricht. Für die kleinste Schichtdicke $t_{\text{Co}} = 1$ nm ist die stärkste Abhängigkeit für d_{Co} von d_{Grenz} zu beobachten, wobei mit sinkendem d_{Grenz} die größeren Werte von d_{Co} auftreten. Dabei liegt nur $d_{\text{Co}} = 0,1933$ für $d_{\text{Grenz}} = 0,1950$ oberhalb des aus dem epitaktischen Wachstums von Co auf Pt berechneten sinnvollen Minimums für d_{Co} von $0,1913$ nm. Zumindest für dieses Schichtsystem sind daher größere Werte für d_{Grenz} nicht sinnvoll. Da für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 9$ nm ein $d_{\text{Grenz}} \geq 0,21$ nm angenommen werden muss, um sowohl die Pt-Interferenz als auch den Co-Reflex anzupassen, muss eine Abhängigkeit zwischen dem Grenzflächengitterabstands d_{Grenz} und t_{Co} angenommen werden. Für Schichtsysteme mit kleinem t_{Co} erscheint also das Modell einer verspannten Co-

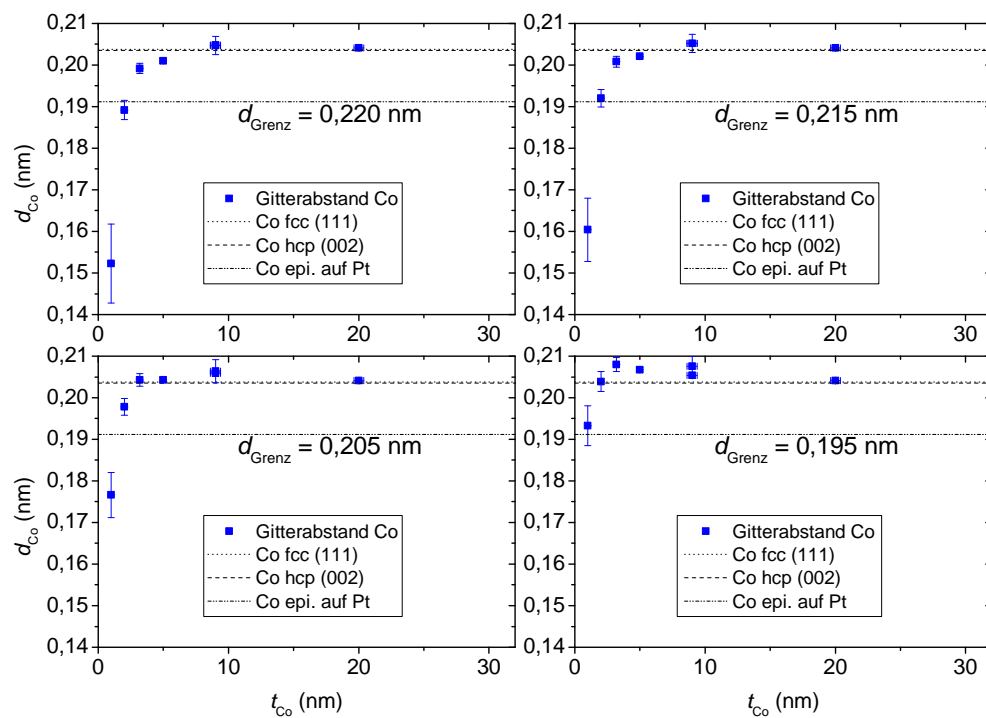


Abbildung 5.20: Co-Gitterabstand d_{Co} in Abhängigkeit von der Kobaltdicke t_{Co} für unterschiedliche Grenzflächengitterabstände d_{Grenz} von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsysteme auf SiO_2 ermittelt durch Anpassung der XRD-Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung. Für $t_{\text{Co}} = 9$ nm wurden zwei Werte für d_{Co} bestimmt, die mit einer Anpassung des Co Reflexes und des Pt-Interferenzreflexes berechnet wurden.

Schicht zwischen den beiden Pt Schichten sinnvoll, wobei die Grenzfläche einen dem Co ähnlichen Gitterabstand aufweist.

Für Schichtsysteme mit größerem t_{Co} weist das Co keine Verspannung auf und die Grenzflächengitterabstände d_{Grenz} entsprechen einer Mittlung zwischen dem Gitterabstand des Co und des Pt.

Zusammenfassend wird durch Anpassung der XRD-Messungen mit der kinematischen Näherung ein Abfall des Co Gitterabstands d_{Co} mit steigendem Grenzflächengitterabstand d_{Grenz} beobachtet, wobei die Stärke dieses Abfalls mit zunehmendem t_{Co} abnimmt. Für kleine t_{Co} muss ein Wert von $d_{\text{Grenz}} \approx 0,20$ nm angenommen werden, um im Co eine durch epitaktisches Wachstum erklärbares Verspannung zu erhalten. Für größere $t_{\text{Co}} \geq 9$ nm muss hingegen ein Wert von d_{Grenz} näher am Volumengitterabstand von Pt für die kinematische Näherung verwendet werden, da ansonsten die Position des Co(111) Reflexes nicht mit dem aus der Anpassung des Pt-Interferenzmusters bestimmten Co-Gitterabstand d_{Co} übereinstimmt. Mögliche Ursachen für diese Diskrepanz in d_{Grenz} ist eine unterschiedliche Komposition der $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ Legierung oder eine unterschiedliche Verspannung dieser Legierung für unterschiedliche t_{Co} . Da die Legierungsbildung an der

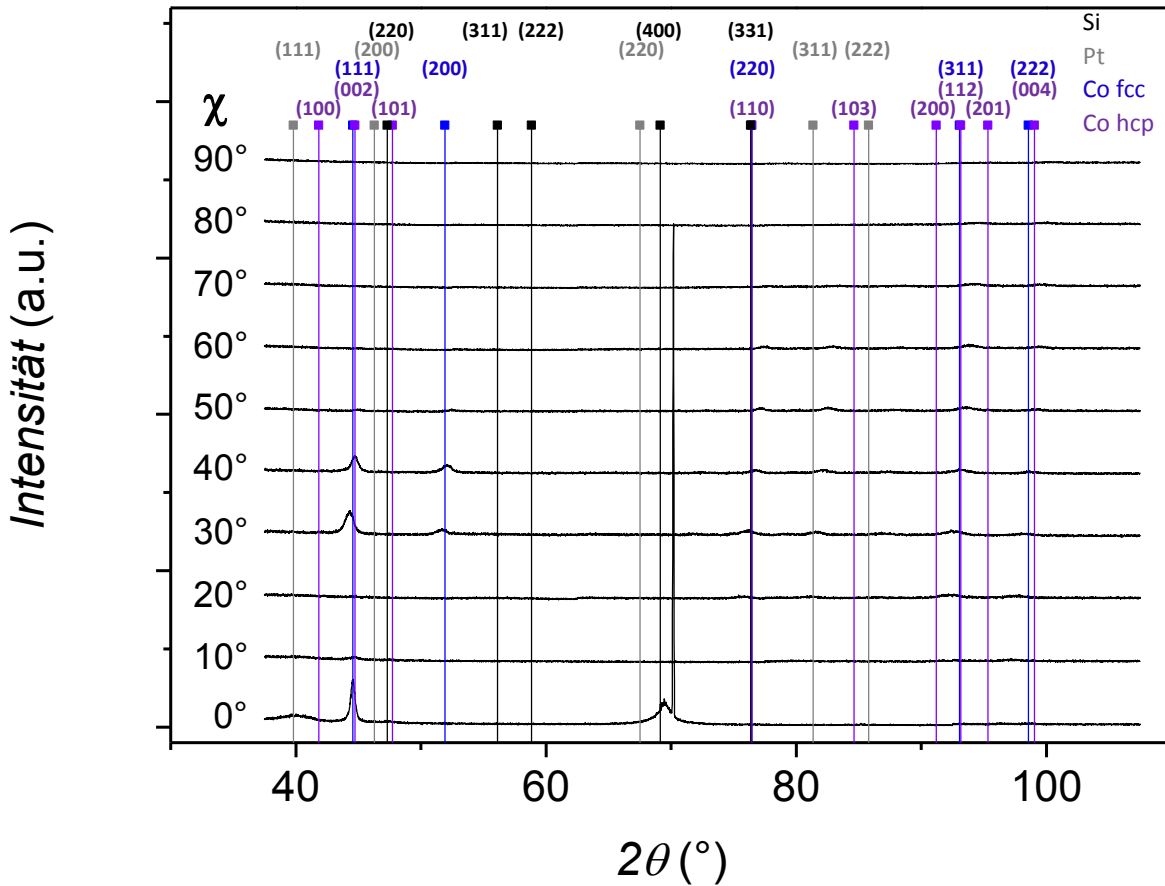


Abbildung 5.21: XRD-Messungen eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ mit variierten χ -Winkel. Eingezeichnet sind die Festkörperpositionen der Reflexe für Co fcc (blau), Co hcp (lila), Pt fcc (schwarz) und Si (Diamantstruktur).

Grenzfläche hauptsächlich von den Präparationsbedingungen abhängen, welche sich für unterschiedliche t_{Co} nicht unterscheiden, weist diese Diskrepanz in d_{Grenz} vermutlich auf eine t_{Co} -Abhängigkeit der Grenzflächenschichtverspannung hin.

5.3.4 Kristallstruktur

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob das Co in den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen in fcc oder hcp Gitterstruktur wächst. Zu diesem Zweck werden die in Abs. 5.3.1 beschriebenen χ -Variationsmessungen verwendet, um bei einer Probe mit $t_{Co} = 50$ nm Bragg-Reflexe zu analysieren, die sich eindeutig der fcc oder hcp Struktur zuordnen lassen.

In Abb. 5.21 sind eine Reihe von XRD-Messungen mit einer Variation des χ -Winkels dargestellt. Insgesamt wurde der 2θ -Winkel von 37,5 - 107,5° und der χ -Winkel von 0 - 90° variiert. Dabei wurde eine Reihe von Reflexen nachgewiesen. Die Reflexe befinden sich bei $2\theta = 39,8 - 40,0^\circ$, $44,2 - 45,0^\circ$, $51,7 - 52,5^\circ$, $69,4^\circ$, $70,2^\circ$, $75,8 - 77,6^\circ$, $81,5 - 83,1^\circ$, $92,1 - 94,6^\circ$ und $97,1 - 100,0^\circ$. Für die Reflexe wird jeweils ein 2θ -Bereich angegeben, da

eine χ -Abhängigkeit der 2θ -Positionen vorliegt, wie sie in Abs. 5.3.1 beschrieben wird. Um die gemessenen Reflexe den Gitterebenen zuzuordnen, sind in Abb. 5.21 die Pt- und Co-Reflexpositionen aus Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 sowie die Reflexpositionen des Si-Substrats dargestellt. Dadurch lassen sich alle gemessenen Reflexe identifizieren.

Zunächst werden die Reflexe diskutiert, die dem Pt und dem Si zugeordnet werden können. Für Pt ist dabei eindeutig der fcc(111) Reflex bei $2\theta = 39,8 - 40,0^\circ$ und $\chi = 0^\circ$ sowie schwächer ausgeprägt der fcc(311) bei $2\theta = 81,5 - 83,1^\circ$ und $\chi = 30 - 60^\circ$ zu identifizieren. Bei $2\theta = 69,4 - 70,2^\circ$ ist ein Doppelreflex bei $\chi = 0^\circ$ zu beobachten, wobei ein Reflex eine deutlich höhere Intensität besitzt und gleichzeitig schmaler ist. Dies weist auf eine weit stärkere Textur als bei den übrigen Reflexen hin. Dadurch kann dieser Reflex als Si (400) Reflex des Wafersubstrats identifiziert werden, der bei $2\theta = 69,13^\circ$ erwartet wird. Bei dem breiteren Reflex liegt die Vermutung nahe, dass es sich um den Pt(220) Reflex handelt, der bei $2\theta = 67,53^\circ$ erwartet wird. Eine XRD-Untersuchung eines SiO₂ Substrats ohne Schichtsysteme weist allerdings ebenfalls diesen Reflex auf, was beweist, dass dieser durch das Substrat und nicht (ausschließlich) durch den Pt(220) Reflex verursacht wird. Beide Reflexe sind ebenfalls zu höheren 2θ -Winkeln verschoben. Weitere Si-Reflexe tauchen aufgrund der starken (100) Textur des Wafersubstrats nicht auf.

Auch für Co werden eine Reihe von Bragg-Reflexen nachgewiesen. Der fcc(111) / hcp(002) Reflex ist, wie zu erwarten, bei $2\theta = 44,5^\circ$ und $\chi = 0^\circ$ zu beobachten. Zusätzlich taucht der Reflex ebenfalls bei $\chi = 30 - 40^\circ$ auf. Dies weist auf ein zweites Maximum der Co-Textur bei diesem Winkel hin. Der Co fcc(200) Reflex ist bei $2\theta = 51,7 - 52,5^\circ$ und $\chi = 30 - 40^\circ$ nachweisbar. Der Co Reflex bei $2\theta = 75,8 - 77,6^\circ$ und $\chi = 20 - 60^\circ$ kann nicht eindeutig dem Co fcc(220) oder dem Co hcp(110) Reflex zugeordnet werden. Dies gilt ebenfalls für die Co-Reflexe bei $2\theta = 92,1 - 94,6^\circ$ und $\chi = 20 - 70^\circ$ sowie $2\theta = 97,1 - 100,0^\circ$ und $\chi = 20 - 70^\circ$, die entweder durch den Co fcc(311) und Co fcc(222) Reflex oder den Co hcp(112) und Co hcp(004) Reflex verursacht werden können. Aus diesem Grund können die letzten drei Reflexe wie schon der Co fcc(111) beziehungsweise Co hcp(002) Reflex nicht zur Klärung der Kristallstruktur des Co beitragen.

Insgesamt wird kein einziger Reflex beobachtet, der ausschließlich in der Co hcp Struktur auftritt. Mit dem Co fcc(220) Reflex kann jedoch ein fcc Reflex beobachtet werden, der nicht durch eine hcp Struktur erklärt werden kann. Dies lässt darauf schließen, dass es sich bei dem in dem Schichtsystem vorkommenden Co um eine fcc Struktur handelt.

Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass ein kleiner Teil des Co auch in der hcp Struktur wächst, wobei die Intensität der zugehörigen Reflexe unter dem Detektionslimit liegen könnte. Dies ist insbesondere deshalb möglich, da die Intensität der hcp Reflexe geringer als die der fcc Reflexe ist, wie in Tabelle 5.4 gezeigt.

Im Folgenden wird diskutiert, welche hcp Reflexe bei einem teilweisen Wachstum in hcp Struktur am deutlichsten nachweisbar wären. Die beiden Co hcp Reflexe mit der höchsten Intensität, die nicht mit einem fcc Reflex zusammenfallen, sind der Co hcp(100) und der Co hcp(101) Reflex. Verglichen mit dem Co fcc(220) Reflex, der in Abb. 5.21 nachweisbar ist, sollten diese eine relative Intensität von $I_{hcp(100)} = 0,09 \cdot I_{fcc(200)}$ und $I_{hcp(101)} = 0,21 \cdot I_{fcc(200)}$ besitzen. Um genauer zu untersuchen, ob der Co hcp(100) und

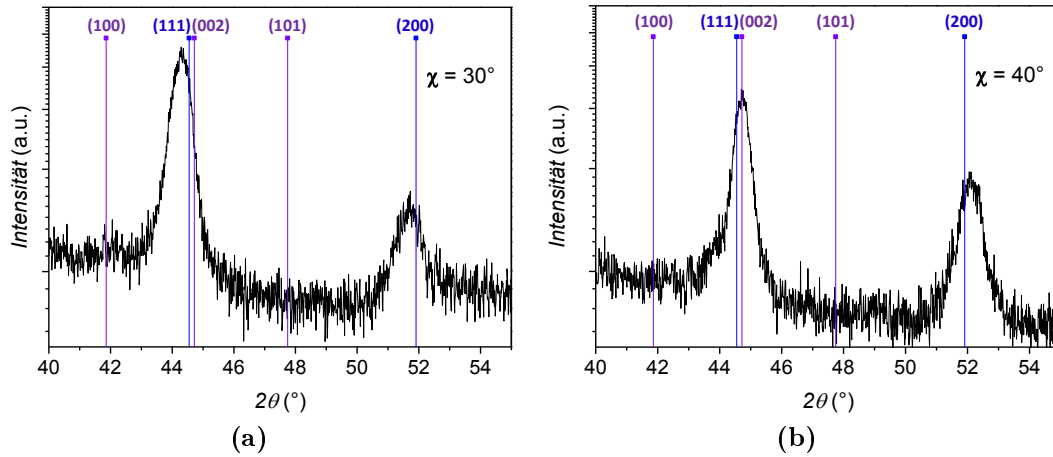


Abbildung 5.22: XRD-Messungen eines Pt 5 nm / Co 50 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO₂ für (a) $\chi = 30^\circ$ und (b) $\chi = 40^\circ$. Eingezeichnet sind die Positionen der Reflexe im Volumenkristall für Co fcc (blau) und Co hcp (lila). Die Intensität der XRD-Messungen ist logarithmisch aufgetragen.

der Co hcp(101) Reflex mit schwacher Intensität auftreten, ist die Intensität im Bereich von $2\theta = 40 - 55^\circ$ für $\chi = 30^\circ$ in Abb. 5.22(a) und für $\chi = 40^\circ$ in Abb. 5.22(b) logarithmisch dargestellt. Selbst mit dieser Auftragung ist jedoch kein Reflex bei $2\theta = 41,56^\circ$ (Co hcp(100)) oder $2\theta = 47,42^\circ$ (Co hcp(101)) zu erkennen.

Wie bereits in Abs. 5.3 erwähnt, kommt es zudem zu einer Reduktion der Intensität durch die Textur. Die Drehung der fcc[200], hcp[100] und hcp[101] Achsen aus der fcc[111] beziehungsweise hcp[002] Richtung ist jedoch vergleichbar groß, man erhält $\alpha_{\text{fcc}[111],\text{fcc}[200]} = 54,44^\circ$, $\alpha_{\text{hcp}[002],\text{hcp}[101]} = 45^\circ$ und $\alpha_{\text{hcp}[002],\text{hcp}[100]} = 90^\circ$. Daher ist ein deutlicher Unterschied in der Intensitätskorrektur durch die Textur auszuschließen.

Das Co in den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen wächst demnach mehrheitlich in der fcc Gitterstruktur. Falls demnach ein Teil des Co in der hcp Struktur wächst, so ist dieser im Vergleich zum fcc Anteil so gering, dass er unterhalb des Detektionslimits liegt. Dieses Ergebnis ist bemerkenswert, da Co bei Raumtemperatur im Festkörper in der hcp Struktur vorkommt, wie bereits erklärt wurde.

Diese Aussage ist für Schichtsysteme mit kleinerem t_{Co} nicht unbedingt zutreffend, da sich die Gitterstruktur von Co mit t_{Co} verändern kann, wie in Abs. 5.3 diskutiert. Allerdings wird in diesen Fällen stets ein Übergang von fcc zu hcp mit steigender t_{Co} beobachtet, welcher für die vorliegenden Schichtsysteme ausgeschlossen werden kann.

Bezüglich des weiteren Intensitätsmaximums des Co fcc(111)/ hcp(002) Reflexes bei $\chi = 30 - 40^\circ$ liegt zunächst der Verdacht nahe, dass es sich hierbei um andere Gitterebenen mit dem gleichen Gitterabstand wie beispielsweise dem Co fcc(-111) Reflex handelt. Allerdings beträgt der Winkel zwischen der fcc[111] und der fcc[-111] Richtung etwa 70° , also deutlich mehr als der beobachtete Winkel von $\chi = 30 - 40^\circ$, weshalb diese Erklärung ausgeschlossen werden kann. Eine andere mögliche Erklärung ist, dass ein geringer Teil

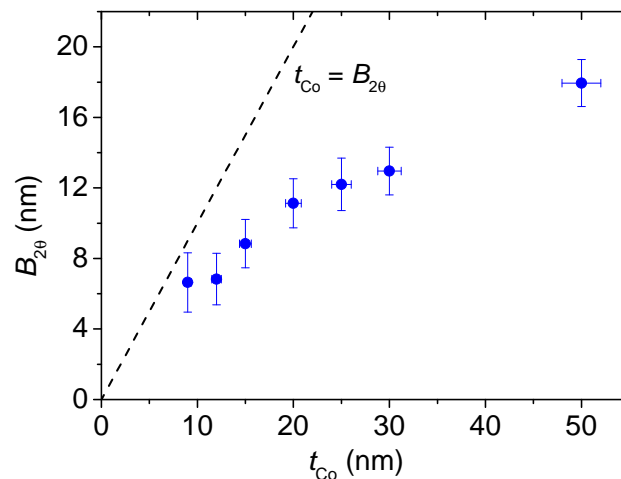


Abbildung 5.23: Co-Kohärenzlängen $B_{2\theta}$ der Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsysteme auf SiO_2 berechnet mit der Scherrer Gleichung aus der Breite des Co-Reflexes. Unterhalb von $t_{Co} = 9$ nm ist eine eindeutige Identifizierung des Co-Reflexes nicht mehr möglich.

der Kristallite in einer anderen Gitterausrichtung wächst. In Anbetracht des Winkels ist hierbei die fcc[311] Richtung am wahrscheinlichsten, da der Winkel zwischen der fcc[111] und der fcc[311] Richtung bei etwa 30° liegt. Es kann sich jedoch nur um einen sehr geringen Teil des Co handeln, da der Co fcc(311) Reflex sehr schwach ausgeprägt ist und bei $\chi = 0$ der Reflex überhaupt nicht auftritt. Für den Fall, dass eine fcc(311) Textur des Co wirklich die Ursache für das weitere Intensitätsmaximum des Co fcc(111)/ hcp(002) Reflexes bei $\chi = 30 - 40^\circ$ ist, verbleibt außerdem die Frage, ob die fcc[311] Ausrichtung des Co bereits durch die Pt Wachstumsschicht vorgegeben wird oder das Co in dieser Ausrichtung auf einer Pt fcc(111) Schicht wächst. Da das Signal des Pt aufgrund der vergleichsweise geringen Pt Dicke jedoch zu schwach ist lässt sich dies nicht zweifelsfrei nachweisen.

5.3.5 Kristalline Qualität

Mit der kristallinen Qualität der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wird in dieser Arbeit die Kohärenz der Kristallite in Wachstumsrichtung sowie die Textur der Proben bezeichnet. Die Kohärenzlänge $B_{2\theta}$ kann mit Hilfe der Scherrer-Gleichung (Gleichung 2.78) durch Bestimmung der Halbwertsbreite des Co fcc(111) Reflexes bestimmt werden. Dies ist in Abb. 5.23 für alle Schichtsysteme mit $t_{Co} \geq 9$ nm, für die der Co fcc(111) Reflex klar identifizierbar ist, gezeigt. $B_{2\theta}$ nimmt mit zunehmender Co-Dicke zu. Allerdings ist $B_{2\theta}$ stets kleiner als t_{Co} . Die Diskrepanz zwischen $B_{2\theta}$ und t_{Co} nimmt dabei mit zunehmender Co-Dicke zu. Daraus kann geschlossen werden, dass die Kristallite im Co nicht vollständig kohärent wachsen und die Inkohärenz mit t_{Co} zunimmt.

Die Verbreiterung der Bragg-Reflexe kann neben der endlichen Ausdehnung der Kris-

tallite noch weitere Ursachen haben, so dass $B_{2\theta}$ nur ein Minimum der Kohärenzlänge beschreibt. Diese zusätzlichen Ursachen sollen im Folgenden diskutiert werden. Zunächst kann es zu einer maschinellen Verbreiterung der Reflexe kommen, die durch das verwendete Röntgendiffraktometer und nicht durch die untersuchte Probe vorgegeben ist. Dies kann für die vorliegenden Systeme jedoch ausgeschlossen werden, da weit schmalere Reflexe mit dem gleichen Aufbau beobachtet werden. Weiterhin kann es zu einer Verbreiterung des Reflexes durch Verspannungsabbau kommen. Allerdings ist für die in Abb. 5.23 gezeigten Schichtsysteme innerhalb des Fehlers keine Abweichung von dem Co-Gitterabstand eines Co-Volumenkristalls festzustellen. Im Falle eines Spannungsabbaus müsste das Reflexzentrum jedoch in Richtung des verspannten Zustandes verschoben sein. Aus diesen Gründen kann davon ausgegangen werden, dass die Verbreiterung durch Inkohärenzen im Kristallgitter des Co verursacht wird. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Auswertung des Pt-Interferenzmusters aus Abs. 5.3.2, die ebenfalls eine Abnahme der Kohärenz mit steigendem t_{Co} zeigen.

Die Textur der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme kann mit den in Abs. 5.3.1 gezeigten XRD-Karten ermittelt werden. In Abb. 5.24 sind eine Reihe von XRD-Karten mit unterschiedlichem t_{Co} abgebildet, die mit dem in Abs. 3.1 gezeigten Röntgendiffraktometer aufgenommen wurden. Bei den um $2\theta \approx 42^\circ$ auftretenden Intensitätsmustern, welche nicht um $\omega = 0^\circ$ zentriert sind, handelt es sich um Messartefakte. Diese werden durch den Probenhalter verursacht und treten bei Proben mit kleinen Abmessungen auf.

Bei den Messungen in Abb. 5.24(a)-(c) ist eine Linie hoher Intensität zwischen $2\theta = 32 - 33^\circ$ und $\omega = 0$ zu beobachten. Diese Linie wird durch den Si(200) Reflex des Substrats verursacht, wie in Abs. 5.3.1 erklärt.

Auf den Karten ist für alle t_{Co} deutlich der Pt fcc(111) bei $2\theta \approx 39,6^\circ$ sichtbar. Der Co fcc(111) Reflex bei $2\theta \approx 44,4^\circ$ ist hingegen nur für $t_{Co} = 30$ nm deutlich zu erkennen. Für $t_{Co} = 12$ nm ist der Co fcc(111) Reflex ebenfalls sichtbar, allerdings deutlich schwächer. Die Intensität der einzelnen Linienmessungen ist dabei geringer als in Abb. 5.15, da letztere an einer Beamline aufgenommen wurden.

In Abb. 5.25 ist eine Übersicht der Halbwertsbreiten der ω -Querschnitte b_ω dieser Karten für verschiedene t_{Co} dargestellt. Es ergibt sich ein Durchschnittswert von $\Delta b_{\omega, Pt} = 23 \pm 3^\circ$ für die Textur des Pt fcc(111) und $\Delta b_{\omega, Co} = 14 \pm 2^\circ$ für die Textur des Co fcc(111). Für die Berechnung von $\Delta b_{\omega, Co}$ wurden nur solche t_{Co} verwendet, für die der ω -Querschnitt des Co fcc(111) Reflexes sinnvoll mit einer Gaußkurve angepasst werden kann. Ein Zusammenhang zwischen t_{Co} und Δb_ω ist für Pt und Co nicht zu beobachten. Dies lässt darauf schließen, dass die Textur bereits nach der Herstellung der Wachstumsschicht vorgegeben ist und sich während des Co-Wachstums nicht verändert. Vergleicht man dies mit den aus Abb. 5.23 gewonnen Erkenntnissen über das Verhalten der lateralen Kohärenzlänge, so stellt sich heraus, dass sich auch mit ansteigender Kohärenz innerhalb der Co-Kristallite die Textur nicht ändert.

Die besser definierte Textur des Co im Vergleich zum Pt ist überraschend, da zumindest die Pt-Wachstumsschicht mit ECR Sputterdeposition hergestellt wurde und somit eine gut definierte Textur besitzen sollte [138]. Es ist daher davon auszugehen, dass der

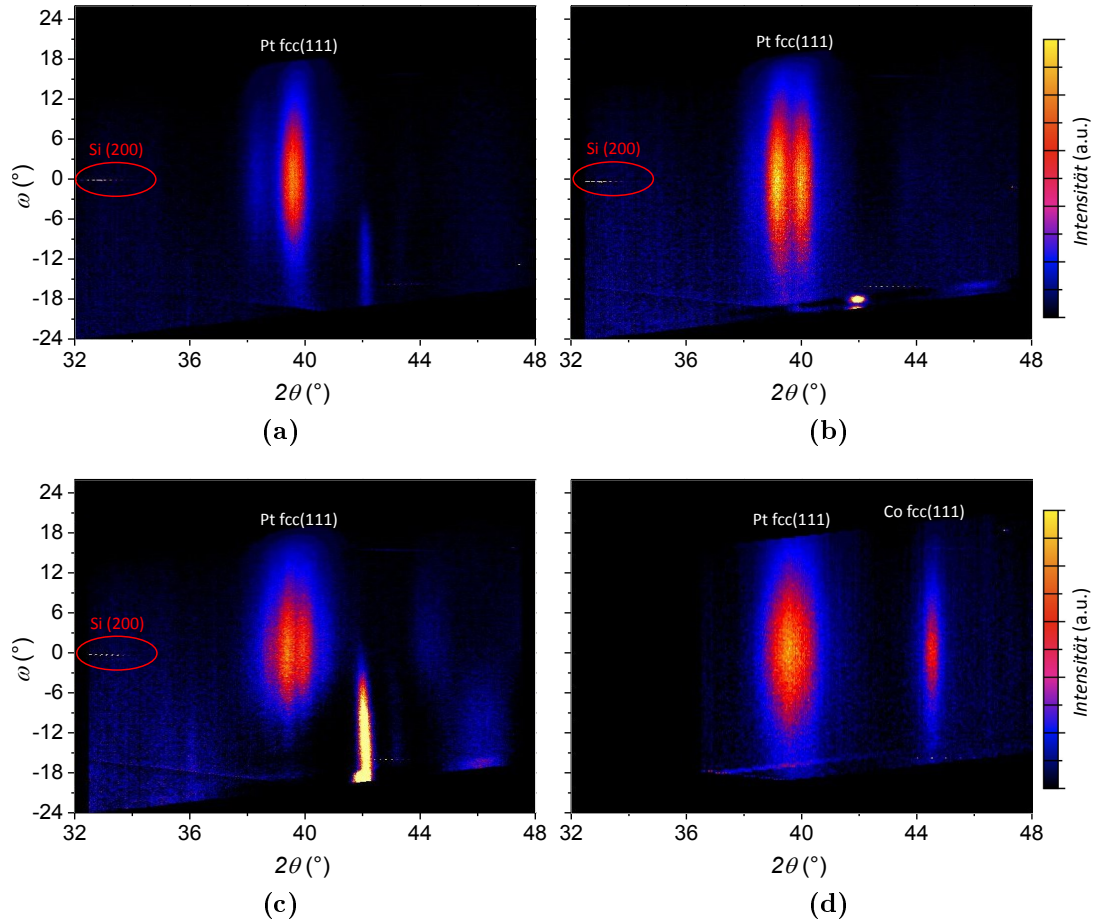


Abbildung 5.24: XRD-Karten von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 mit $t_{Co} =$ (a) 3,2 nm, (b) 7 nm, (c) 12 nm und (d) 30 nm. Dabei sind deutlich die Pt fcc(111) Reflexe nahe dem Festkörperwert von $2\theta = 39,8^\circ$ zu erkennen. Für $t_{Co} > 7$ nm ist ebenfalls der Co fcc(111) Reflex bei $2\theta \approx 44,5^\circ$ zu sehen. Die bei $\omega = 0^\circ$ und $2\theta = 32 - 33^\circ$ auftretenden Reflexe (roter Kreis) sind Artefakte, die durch die Si(200) Gitterebene des Substrats verursacht werden. Die nicht um $\omega = 0^\circ$ zentrierten Intensitäten bei $2\theta \approx 42^\circ$ sind Messartefakte, die keinen Rückschluss auf die Probenstruktur geben.

höhere Wert von Δb_ω für Pt durch eine schlechter definierte Textur der Pt-Deckschicht verursacht wird. Würde sich die Textur allerdings innerhalb der Co-Schicht verschlechtern, so müsste ein Einfluss von t_{Co} auf $\Delta b_{\omega,Co}$ zu beobachten sein. Ein solches Verhalten ist jedoch nur in einem sehr schwachen Ausmaß zu erkennen, weshalb der Verlust der Textur der Pt-Wachstumsschicht wahrscheinlich beim Wachstum der Pt-Deckschicht auf der Co-Schicht auftritt. Ein vollständiger Verlust der kristallinen Phase für die Co/Pt-Deckschicht Grenzfläche kann jedoch nicht stattfinden, da ansonsten das Interferenzmuster des Pt fcc(111) Reflexes nicht zu beobachten wäre. Zur genauen Klärung der Ursache des Unterschieds zwischen $\Delta b_{\omega,Co}$ und $\Delta b_{\omega,Pt}$ ist es erforderlich XRD-Karten für eine größere Anzahl Schichtsysteme im Bereich von $t_{Co} > 10$ nm zu erstellen, um den Verlauf von $\Delta b_{\omega,Co}$ genauer zu quantifizieren.

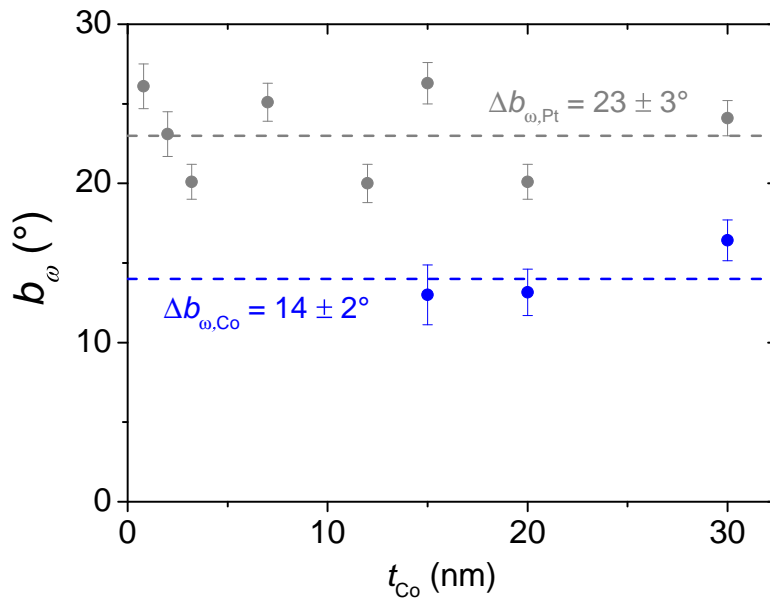


Abbildung 5.25: Halbwertsbreiten (FWHM) b_{ω} der ω -Querschnitte von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen des Pt fcc(111) Reflexes (grau) und des Co fcc(111) Reflexes (blau) auf SiO_2 für verschiedene t_{Co} .

5.3.6 Substratabhängigkeit der XRD-Messungen

Bisher wurden ausschließlich XRD-Messungen von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen gezeigt, die auf einem SiO_2 -Substrat aufgetragen wurden. Im Folgenden sollen nun die Untersuchungen gezeigt werden, die für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} durchgeführt wurden. Auf eine ausführliche Diskussion der Messungen wird an dieser Stelle verzichtet. Stattdessen wird nur der Unterschied zu den Proben auf SiO_2 aufgezeigt.

Die θ - 2θ -Messungen der Proben auf Si_{ox} wurden im Gegensatz zu den Proben auf SiO_2 durch eine Integration der XRD-Karten oder mit Linienmessungen mit konstantem Ω und nicht an einer Beamline durchgeführt. In Abb. 5.27 sind beispielhaft die XRD-Messungen mit den zugehörigen kinematischen Anpassungen ohne Berücksichtigung von Grenzflächen für $t_{\text{Co}} = 3,2$ nm und 30 nm gezeigt. Während die Anpassung der Messung für $t_{\text{Co}} = 3,2$ nm (Abb. 5.26(a)) eine gute Übereinstimmung liefert, ist bei der Anpassung für $t_{\text{Co}} = 30$ nm (Abb. 5.26(b)) eine Abweichungen zwischen Messung und Modell zu beobachten. Wie bereits auf SiO_2 tritt ein erheblicher Unterschied in der Intensität des Co-Reflexes bei etwa $44,6^\circ$ auf. Die möglichen Ursachen für diese Diskrepanz wurden bereits in Abs. 5.3.5 diskutiert.

Eine Besonderheit der XRD-Messungen für Schichtsysteme auf Si_{ox} liegt in der Breite der Einhüllenden des Pt-Interferenzspektrums. Diese Breite wird vor allem durch die Anzahl an Monolagen in der Pt-Wachstums- und -Deckschicht bestimmt, wobei eine geringere Anzahl an Monolagen zu einer Verbreiterung der Einhüllenden führt. Da die HRTEM Messungen gezeigt haben, dass die Pt-Wachstumsschicht mit dem Substrat

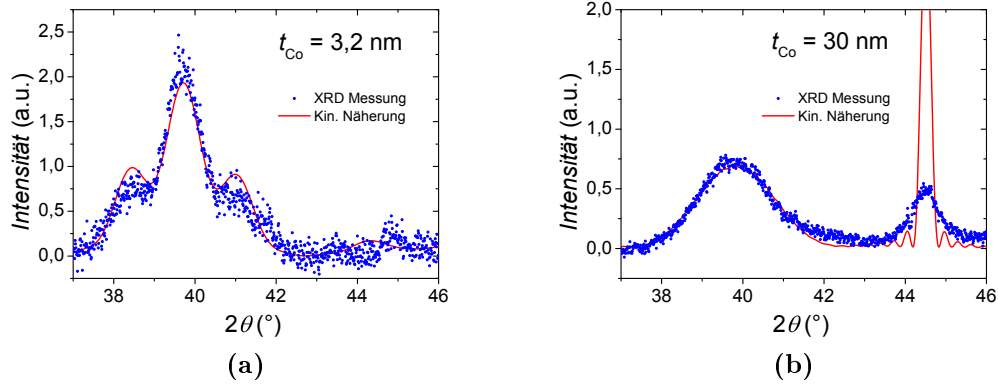


Abbildung 5.26: XRD-Messungen (blau) von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf Si_{ox} mit $t_{\text{Co}} =$ (a) 3,2 nm und (b) 30 nm angepasst mit Hilfe der kinematischen Näherung (rot). In Bild (b) ist die Spitze des rechten Reflexes im theoretischen Modell der Übersicht halber nicht gezeigt, das Maximum liegt in diesem Fall bei etwa 3,43 a.u..

zu zwei getrennten PtSi-Schichten legiert und nur die PtSi-Schicht in Kontakt mit der Co-Schicht für die Schichtsysteme auf Si_{ox} kristallin ist (siehe Abs. 5.1.2), wird nur diese Schicht für die kinematische Anpassung der XRD-Messungen berücksichtigt. Zudem nimmt der Si-Anteil der Legierung mit zunehmender Nähe zu der Co-Schicht ab (siehe Abs. 5.1.2), so dass die Bragg-Streuung dieser oberen Lagen der Wachstumsschicht denen der Pt-Wachstumsschicht für Proben mit einem SiO_2 -Substrat ähneln. Gleichzeitig ist die Schichtdicke der PtSi-Schicht kleiner als die Wachstumsschichtdicke für Schichtsysteme auf SiO_2 . Dies führt dazu, dass der Pt-Reflex im Falle von Proben auf Si_{ox} breiter ist als für Proben auf SiO_2 . Im Umkehrschluss lässt sich also über die Breite des Pt-Reflexes die Schichtdicke der kristallinen PtSi-Schicht bestimmen. Für die untersuchten Schichten wird auf diese Weise eine Wachstumsschichtdicke der kristallinen PtSi-Schicht von $t_{\text{PtSi,kristallin}} = 3,3 \pm 0,4 \text{ nm}$ berechnet, was innerhalb des Fehlers mit den HRTEM-Ergebnissen übereinstimmt.

Abgesehen von den Unterschieden in der Breite des Pt(111) Reflexes gleichen die Anpassungen der Schichtsysteme auf Si_{ox} denen auf SiO_2 . Die aus diesen Anpassungen ermittelten Werte für $d_{\text{Pt,Wachstum}}$, $d_{\text{Pt,Deck}}$ und d_{Co} sind in Abb. 5.27 dargestellt.

Im Falle der Pt-Schichten (Abb. 5.27(a)) ist dabei nur eine sehr geringe Abhängigkeit von t_{Co} zu beobachten. Im gesamten Schichtdickenbereich wird für die Wachstumsschicht ein mittlerer Gitterabstand von $d_{\text{Pt,Wachstum}}$ von $0,2269 \pm 0,004 \text{ nm}$ bestimmt. Für die Deckschicht wird ein mittlerer Gitterabstand von $d_{\text{Pt,Deck}} = 0,2268 \pm 0,005 \text{ nm}$ beobachtet. Im Vergleich zu den Proben auf SiO_2 werden auf Si_{ox} somit Gitterabstände bestimmt, die näher an dem Gitterabstand von Pt in ausgedehnten Festkörpern liegen.

Für d_{Co} wird, wie bereits in Abs. 5.3.3 erklärt, zwischen Werten unterschieden, die durch Anpassung des Pt-Interferenzmusters und Anpassung des Co fcc(111) Reflexes bestimmt wurden. Dies ist in Abb. 5.27(b) gezeigt. Dabei wird für $t_{\text{Co}} = 30 \text{ nm}$, der größten untersuchten Co-Schichtdicke, ein Gitterabstand d_{Co} gemessen der dem Wert

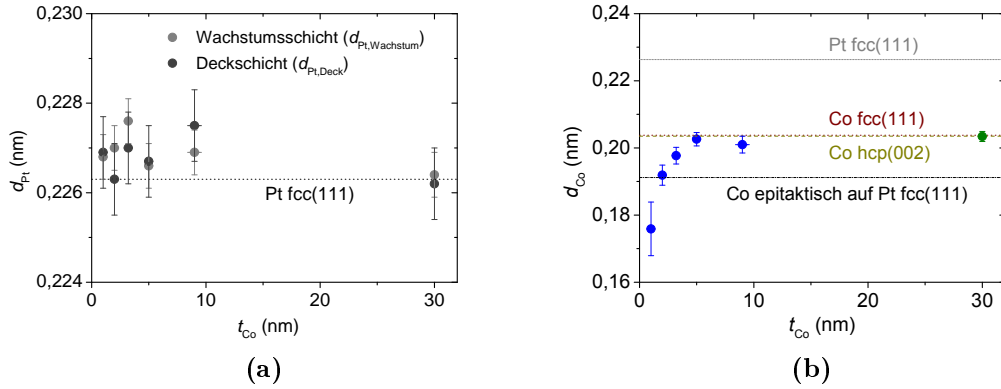


Abbildung 5.27: (a) Pt Wachstumsschichtgitterabstände $d_{\text{Pt,Wachstum}}$, Pt Deckschichtgitterabstände d_c und (b) Co-Gitterabstände d_{Co} in Abhängigkeit von t_{Co} von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf Si_{ox} ermittelt durch Anpassung der XRD-Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung des Co fcc(111) Reflexes (grün) und des Pt-Interferenzmusters (blau). Zusätzlich sind die Gitterabstände im Volumenkristall für Pt fcc(111), Co fcc(111) und Co hcp(002) sowie der Gitterabstand des Co in Wachstumsrichtung beim epitaktischen Wachstum auf Pt eingezeichnet.

eines Co-Volumenkristalls entspricht. Für $t_{\text{Co}} < 6$ nm wird eine Abnahme von d_{Co} mit abnehmendem t_{Co} beobachtet, die dem Verhalten auf SiO_2 ähnelt. Auch auf Si_{ox} ist die Abnahme des ermittelten d_{Co} größer, als dies selbst dann zu erwarten wäre, wenn Co in der Grenzflächenebene epitaktisch auf dem Pt wachsen würde.

Die XRD-Messungen sowie die zugehörigen Anpassungen mit Hilfe der kinematischen Näherung der Schichtsysteme auf Si_{ox} gleichen somit denen auf SiO_2 .

Im Folgenden sollen die XRD-Karten auf Si_{ox} präsentiert und die Ergebnisse der Texturuntersuchungen mit den Proben auf SiO_2 verglichen werden. In Abb. 5.28 sind Karten für $t_{\text{Co}} = 3,2$ und 30 nm gezeigt. Ein Vergleich von 5.28(a) mit 5.24(a) und 5.28(b) mit 5.24(d) zeigt keinen qualitativen Unterschied in der Textur. Da die 2θ -Position der Reflexe sowie der Breite in 2θ bereits diskutiert wurde, wird an dieser Stelle nur b_ω verglichen. In Abb. 5.29 sind $b_{\omega,\text{Pt}}$ und $b_{\omega,\text{Co}}$ für Si_{ox} dargestellt. Insgesamt wird für die Proben auf Si_{ox} eine stärker ausgeprägte Textur des Pt mit $\Delta b_{\omega,\text{Pt}} = 16 \pm 2^\circ$ bestimmt. Insbesondere für $t_{\text{Co}} = 3,2$ und 5 nm wird eine besser definierte Textur nachgewiesen, während für $t_{\text{Co}} = 30$ nm die Textur auf beiden Substraten vergleichbar ist.

Anders als auf SiO_2 wird auf Si_{ox} ein Abfall der Textur mit steigendem t_{Co} beobachtet. Allerdings ist die Anzahl der Messpunkte gering. Weitere Messungen von XRD-Karten können zeigen, ob dies auf einen systematischen Einfluss von t_{Co} auf $b_{\omega,\text{Pt}}$ zurückzuführen ist.

$b_{\omega,\text{Co}}$ kann für die durchgeführten Messungen nur bei $t_{\text{Co}} = 30$ nm bestimmt werden, wobei der gemessene Wert innerhalb des Fehlers mit $b_{\omega,\text{Co}}$ für SiO_2 bei der gleichen Schichtdicke übereinstimmt.

Insgesamt zeigen die XRD-Karten, dass sich die PtSi-Bildung in der Wachstumsschicht nicht negativ auf die Textur auswirkt. Im Gegenteil wird für kleine t_{Co} sogar eine besser

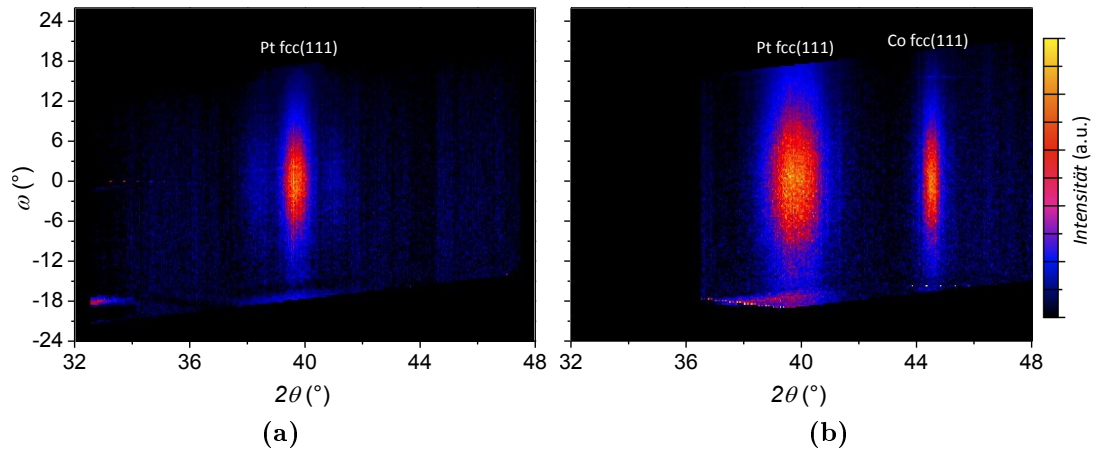


Abbildung 5.28: XRD-Karten von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf Si_{ox} mit t_{Co} = (a) 3,2 nm und (b) 30 nm. Im Vergleich zu den Schichtsystemen auf SiO_2 (Abb. 5.24) sind keine weiteren Merkmale zu beobachten.

definierte Textur als auf SiO_2 beobachtet. Dies wäre verständlich, würden die untersuchten Schichten direkt auf dem Si-Einkristall des Substrats aufwachsen. In Anbetracht der Tatsache, dass sich mit der Oxidschicht zwischen den beiden Wachstumslagen allerdings eine nahezu amorphe Schicht unterhalb der oberen Wachstumsschicht befindet, ist dies bemerkenswert. Wie bereits für SiO_2 könnten weitere Untersuchungen von Schichtsystemen, für die $b_{\omega,Co}$ bestimmt werden kann, helfen zu verstehen, ob die verbesserte Textur hauptsächlich in der Wachstumsschicht oder im gesamten Schichtsystem auftritt.

5.4 Strukturelle Eigenschaften von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Co/Pd-Schichtsysteme weisen ähnliche Eigenschaften wie Co/Pt-Schichtsysteme auf. Pt und Pd wachsen in der selben Gitterstruktur (fcc) und verfügen über eine Gitterkonstante, die sich nur um 0,8 % unterscheidet ($a_{Pt} = 0,392$ nm, $a_{Pd} = 0,389$ nm). Sie befinden sich zudem beide in der selben Elementgruppe. Co/Pt- und Co/Pd-Multilagen mit einer (111) Textur zeichnen sich beide durch eine hohe magnetische Anisotropie in Richtung der Filmnormalen für kleine t_{Co} aus. Dennoch existieren eine Anzahl Unterschiede zwischen diesen Schichtsystemen, wie in diesem Abschnitt gezeigt wird.

Wie in auch für Co/Pt-Multilagen existieren für Co/Pd-Multilagen eine große Anzahl an Untersuchungen der strukturellen Eigenschaften, wobei starke Unterschiede im Wachstum der Multilagen auftreten, die mit MBE [27, 197, 198], Verdampfungsverfahren [29, 52, 199, 200] oder Sputterdeposition [3, 4, 30, 155, 201–205] hergestellt wurden. Auch wurden eine Reihe theoretischer Berechnungen über die magnetische Anisotropie von Co/Pd durchgeführt [37, 38, 206–208]. Dabei werden eine Vielzahl von möglichen Erklärungen für die senkrechten Anisotropie von Co/Pd-Schichtsystemen genannt. Dazu

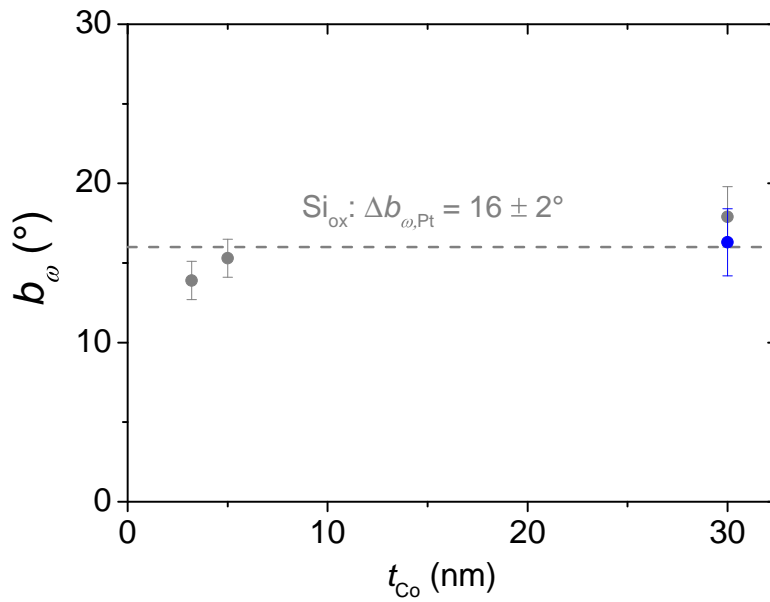


Abbildung 5.29: Halbwertsbreiten (FWHM) b_{ω} der ω -Querschnitte von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen des Pt fcc(111) Reflexes (grau) und des Co fcc(111) Reflexes (blau) auf Si_{ox} für verschiedene t_{Co} .

zählen die Néelsche Grenzflächenanisotropie [3, 29, 30, 197, 209] (siehe 2.1.5), die Verspannung des Co [3, 27, 30, 201, 210], eine Polarisation der Pd-Schichten [155, 201, 210] oder die Bildung von CoPd-Legierungen [201].

Dieser Überblick über die Literatur zeigt, dass es trotz der großen Zahl an durchgeführten Untersuchungen an Co/Pd-Multilagen keine einheitliche Beschreibung der strukturellen und magnetischen Eigenschaften dieser Multilagen gibt. Offensichtlich haben, wie auch für Co/Pt-Multilagen, die Herstellungsbedingungen einen erheblichen Einfluss auf das Wachstum von Co/Pd-Schichtsystemen. Da es das Ziel dieser Arbeit ist, eine Korrelation zwischen den strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme herzustellen, ist eine genaue Kenntnis der Struktur dieser Schichtsysteme unerlässlich. Aufgrund der großen Unterschiede der strukturellen Eigenschaften von Co/Pd-Schichtsystemen in der Literatur ist ein Vergleich mit diesen Untersuchungen nicht ausreichend, um die Ursachen der magnetischen Anisotropie und auftretenden Magnetowiderstandseffekten zu erklären. Dies macht es erforderlich eigene Strukturuntersuchungen an den vorliegenden Pd/Co/Pd-Schichtsystemen durchzuführen.

Infolgedessen beschäftigt sich dieser Abschnitt mit den XRR- und XRD-Untersuchungen, die für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme durchgeführt wurden. Zunächst werden in Abs. 5.4.1 die Systeme mit XRR charakterisiert und die Grenzflächenbreiten σ bestimmt. Danach erfolgt in Abs. 5.4.2 eine Anpassung von θ - 2θ -Messungen mit Hilfe der kinematischen Näherung, um die Gitterabstände der Systeme in Abhängigkeit von t_{Co} zu ermitteln.

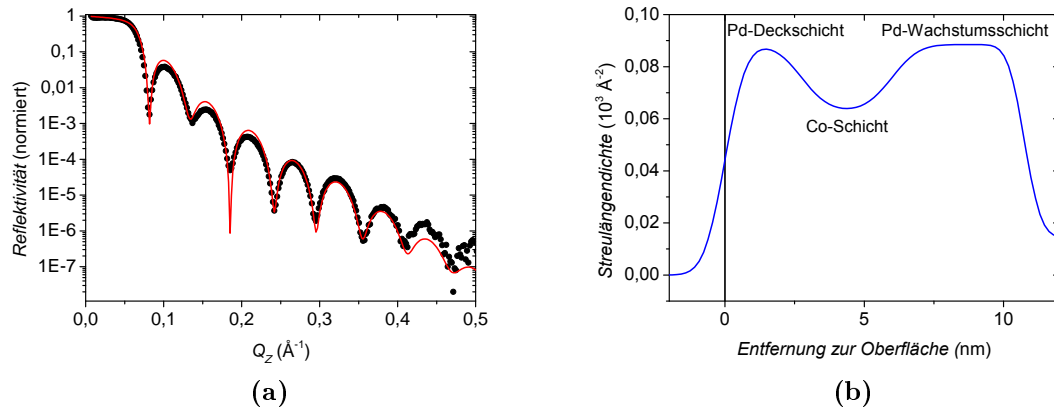


Abbildung 5.30: (a) XRR-Messung eines Pd 5 nm / Co 3,2 nm / Pd 3 nm Schichtsystems (schwarz) mit Anpassung nach Paratts rekursiver Methode (rot). (b) Streulängendichteprofil des selben Schichtsystems berechnet aus den Anpassungsparametern. Die Probeoberfläche ist durch die schwarze Linie markiert.

Um auch die Gitterstruktur und die Textur genauer zu untersuchen werden schließlich in Abs. 5.4.3 XRD-Karten und χ -Variationsmessungen präsentiert.

5.4.1 XRR-Untersuchungen von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Die XRR-Messungen der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme lässt sich sehr gut mit einem Modell aus drei Schichten ohne Verwendung von zusätzlichen Legierungsschichten beschreiben, was zeigt, dass eine Bildung einer Legierung zwischen Wachstumsschicht und Substrat, wie auf Si_{ox} für Pt/Co/Pt beobachtet, nicht auftritt (siehe Abs. 5.2.4). Die Auftragsrate von Pd wurde, wie bereits für Pt und Co, mit Hilfe der Bilagenreflexe von Co/Pd Multilagungen bestimmt (siehe Abs. 5.2.1). Die mit Hilfe der Auftragsraten bestimmten Schichtdicken wurden als Ausgangswerte für die Anpassung verwendet und nur leichte Variationen zugelassen. Für die realen und imaginären Streulängendichten wurde als Ausgangswert die Werte für ausgedehnte Festkörper $\rho_{\text{Co}} = 0,6308 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$, $i\rho_{\text{Co}} = 0,9129 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-5}$, $\rho_{\text{Pd}} = 0,8850 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$, $i\rho_{\text{Pd}} = 0,7637 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-5}$ [114] verwendet. Die Messungen wurden für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme mit $t_{\text{Co}} = 3,2 - 9 \text{ nm}$ durchgeführt. Für $t_{\text{Co}} = 3,2 \text{ nm}$ ist in Abb. 5.30(a) eine XRR-Messung mit zugehöriger Anpassung nach Paratts rekursiver Methode beispielhaft gezeigt. Für die Anpassung wurden für ρ_{Co} und ρ_{Pd} die Werte für den Volumenkristall verwendet und nicht variiert. Eine Variation der Schichtdicken wurde zugelassen, die Abweichung von den aus den Auftragsraten bestimmten Dicken liegt bei unter 1%. In Abb. 5.30(b) ist der berechnete Querschnitt der Streulängendichte dargestellt. Die Abhängigkeit von ρ von der Entfernung zur Oberfläche gibt deutlich das erwartete Schichtfolge wieder und bestätigt, dass es für diese Schichtsysteme nicht zur Bildung einer Legierung zwischen Substrat und Wachstumsschicht kommt.

Im Folgenden sollen die aus der Anpassung ermittelten Grenzflächenbreiten σ diskutiert werden. Wie bereits für Pt/Co/Pt-Systeme wird σ in Bezug auf eine Schicht angegeben.

Damit ist die Grenzflächenbreite zwischen der angegebenen und der darüber liegenden Schicht gemeint.

Für die Grenzfläche zwischen Substrat und Pd-Wachstumsschicht wird $\sigma_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0,5 \pm 0,1 \text{ nm}$ ermittelt, was innerhalb des Fehlers mit den Werten für die Substrate der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme übereinstimmt. Für die Grenzflächenbreite zwischen der Pd-Wachstumsschicht und der Co-Schicht wird ein Wert von $\sigma_{\text{Wachstum}} = 0,8 \pm 0,1 \text{ nm}$ ermittelt, was deutlich über den Werten für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf SiO_2 und Si_{ox} liegt.

Die Grenzflächenbreite zwischen der Co-Schicht und der Pd-Deckschicht ist mit $\sigma_{\text{Co}} = 0,8 \pm 0,1 \text{ nm}$ ähnlich groß wie die darunterliegende Grenzflächenbreite.

Für die Oberfläche der Deckschicht wird mit $\sigma_{\text{Deck}} = 0,7 \pm 0,1 \text{ nm}$ ebenfalls ein über dem Vergleichswerten von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen liegendes σ ermittelt.

Die wahrscheinlichste Ursache für die großen σ -Werte ist ein Alterungseffekt dieser Schichtsysteme, der auch für Magnetowiderstandseffekte beobachtet wird (siehe Abs. 7.3). Der Verdacht liegt nahe, dass es in einem Zeitraum nach der Herstellung zu einer zunehmenden Interdiffusion des Co und Pd kommt. Um dies nachzuweisen sind jedoch XRR-Messungen in regelmäßigen zeitlichen Abständen über einen Zeitraum von Monaten bis Jahren notwendig, die aufgrund des Zeitrahmens einer solchen Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

5.4.2 θ - 2θ -Messungen der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme

Um die Abhängigkeit der Gitterabstände von t_{Co} zwischen Pd/Co/Pd- und Pt/Co/Pt-Schichtsystemen zu vergleichen, wurden eine Reihe von $\theta - 2\theta$ Röntgenmessungen an der P09 Beamline durchgeführt (siehe Abs. 3.1). Wie bereits für vorherige Messungen wird auch für die in diesem Abschnitt gezeigten Messungen die 2θ -Skala so umgerechnet, als wären sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406 \text{ nm}$ aufgenommen. Die untersuchten Proben haben eine Kobaltdicke von $t_{\text{Co}} = 2 - 30 \text{ nm}$. Der 2θ -Bereich der Messungen wurde so gewählt, dass er den Pd fcc(111) sowie die Co hcp(002) und Co fcc(111) beinhaltet. In Abb. 5.31 sind θ - 2θ -Messungen für $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$ und 30 nm beispielhaft dargestellt. Der Pd fcc(111) Reflex ist für alle t_{Co} deutlich zu sehen. Für $t_{\text{Co}} \leq 7 \text{ nm}$ ist für diesen Reflex ein ausgeprägtes Interferenzmuster zu beobachten. Dies zeigt, dass auch bei den hier untersuchten Pd/Co/Pd-Schichtsystemen eine Kohärenz in Wachstumsrichtung besteht. Allerdings ist diese nur in einem kleineren t_{Co} -Bereich als für Pt/Co/Pt zu beobachten, wo noch bei $t_{\text{Co}} = 20 \text{ nm}$ ein kohärenter Anteil der Intensität sichtbar ist.

Der Co hcp(002) beziehungsweise Co fcc(111) Reflex ist für $t_{\text{Co}} \geq 7 \text{ nm}$ deutlich zu beobachten. Die Reflexposition entspricht dem erwarteten Wert für Volumenkobalt. Wie bereits für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme erklärt, liegen die Co hcp(002) beziehungsweise Co fcc(111) Reflexe zu dicht beieinander, um anhand dieser Reflexe die Gitterstruktur des Co zu bestimmen. Eine solche Unterscheidung ist jedoch mit χ -Variationsmessungen möglich, wie sie in Abs. 5.4.3 für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme gezeigt werden.

Um den Co Gitterabstand auch unterhalb von $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ sowie den Pd-Gitterabstand zu bestimmen, wird eine Anpassung mit der in Abs. 2.4.2 beschriebenen kinematischen

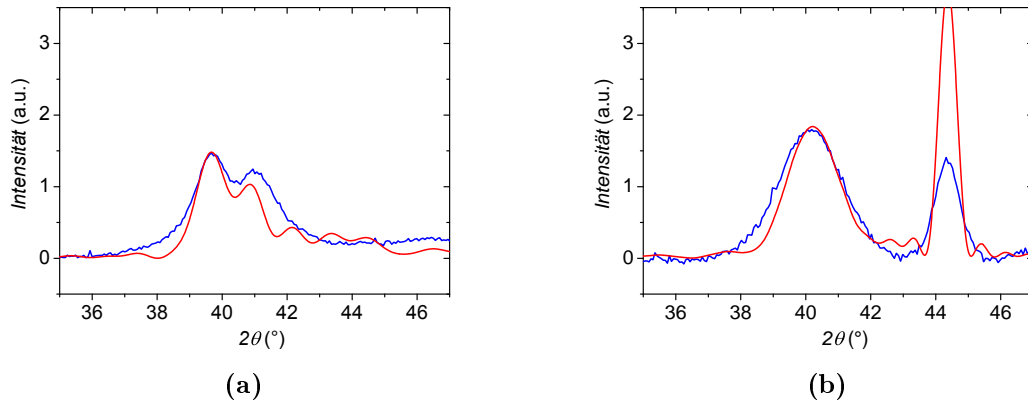


Abbildung 5.31: XRD $\theta - 2\theta$ Messungen (blau) von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsystemen auf Si_3N_4 mit $t_{\text{Co}} =$ (a) 2 nm und (b) 30 nm im Vergleich mit der Anpassung mittels der kinematischen Näherung (rot). Die Messungen wurden mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,124$ nm durchgeführt. Obwohl die Messungen bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,124$ nm aufgenommen wurden, sind die 2θ -Achsen in diesen Abbildungen so umgerechnet, als wären sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Tabellen 5.3 und 5.4 zu gewährleisten.

Näherung vorgenommen (siehe Abs. 5.3.2). Die Formfaktoren f_{Pd} und f_{Co} werden dabei mit 36,1 und 19,5 angenommen [195].

Diese Anpassungen sind für $t_{\text{Co}} = 2$ nm und 30 nm ebenfalls in Abb. 5.31 dargestellt. Insgesamt wird eine gute Anpassung der Messergebnisse erreicht, allerdings wird eine höhere Abweichung der Anpassung von den Messungen beobachtet, als für die Pt/Co/Pt-Schichtsystemen auftritt. Für $t_{\text{Co}} \geq 7$ nm kann durch Anpassung des Co hcp(002) beziehungsweise Co fcc(111) Reflexes der Co-Gitterabstand d_{Co} bestimmt werden. Die Gitterabstände der Pd-Wachstumsschicht ($d_{\text{Pd,Wachstum}}$) und der Pd-Deckschicht ($d_{\text{Pd,Deck}}$) können durch Anpassung des Pd fcc(111) Reflexes bestimmt werden.

Für $t_{\text{Co}} \leq 7$ nm ist das Interferenzmuster des Pd fcc(111) Reflexes deutlich zu erkennen. Daher kann für diesen t_{Co} -Bereich durch Anpassung des Interferenzmusters der Co-Gitterabstand d_{Co} ermittelt werden.

Für $t_{\text{Co}} = 7$ nm kann d_{Co} sowohl durch die Anpassung des Co hcp(002) beziehungsweise Co fcc(111) Reflexes als auch durch die Anpassung des Interferenzmusters des Pd fcc(111) Reflexes bestimmt werden. Der Unterschied des aus beiden Anpassungen ermittelten d_{Co} liegt innerhalb des Fehlers.

Die aus den Anpassungen ermittelten Gitterabstände sind in Abb. 5.32 dargestellt. Der Fehler der Anpassung für d_{Co} nimmt mit sinkendem t_{Co} zu, was bereits in Abs. 5.3.3 erklärt wurde. Für $d_{\text{Pd,Wachstum}}$ und $d_{\text{Pd,Deck}}$ wird ein höherer Fehler als für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme bestimmt, was auf das schwächer ausgeprägte Interferenzmuster zurückzuführen ist.

Für den Gitterabstand der Pd-Wachstumsschicht und der Pd-Deckschicht wird im gesamten untersuchten Bereich von t_{Co} mit $d_{\text{Pd,Wachstum}} = 0,2245 \pm 0,007$ nm und $d_{\text{Pd,Deck}} = 0,2245 \pm 0,006$ nm Werte bestimmt, die innerhalb des Fehlers dem Gitterabstand eines

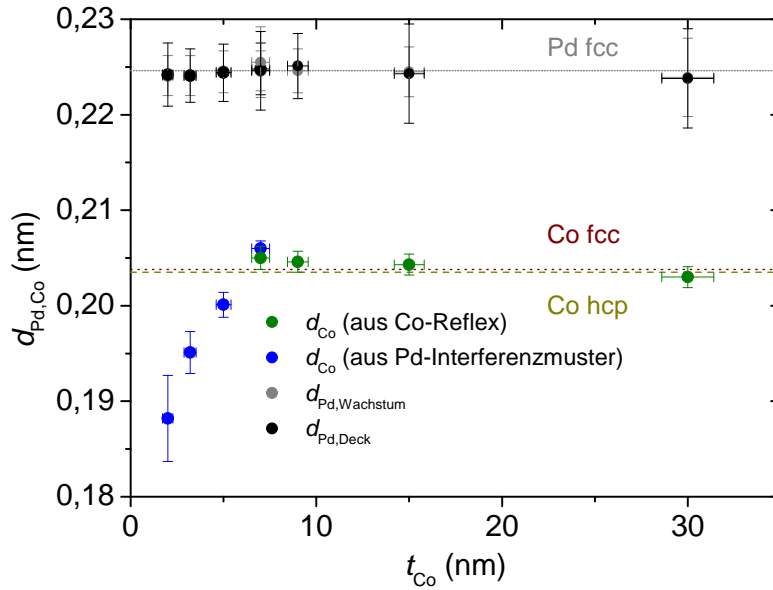


Abbildung 5.32: Gitterabstände der Co-Schicht (d_{Co}), der Pd-Wachstumsschicht ($d_{Pd,Wachstum}$) und der Pd-Deckschicht ($d_{Pd,Deck}$) von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm-Schichtsystemen auf Si_3N_4 mit $t_{Co} = 2 - 30$ nm. Die Gitterabstände wurden mit Hilfe einer Anpassung von XRD-Messungen im Bereich $35^\circ < 2\theta < 47^\circ$ mittels der kinematischen Näherung durchgeführt. d_{Co} wurde mit Hilfe der Anpassung des Pd-Interferenzmusters (blau) und durch Anpassung des Co fcc(111) Reflexes (grün) bestimmt.

Pd-Volumenkristalls von $d_{Pd,Volumen} = 0,2246$ nm entsprechen.

Für den Co-Gitterabstand d_{Co} wird für $t_{Co} \geq 7$ nm eine Gitterkonstante beobachtet, die dem Gitterabstand eines Co-Volumenkristalls entspricht. In Analogie zu Pt/Co/Pt wird auch für Pd/Co/Pd ein Abfall von d_{Co} für $t_{Co} < 7$ nm beobachtet.

Der Verlauf von $d_{Co}(t_{Co})$ ähnelt stark dem Verhalten, dass bereits für Pt/Co/Pt beobachtet wurde. Mögliche Ursachen wurden in Abs. 5.3.3 bereits für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme diskutiert, wobei eine zunehmende Verspannung des Co mit abnehmendem t_{Co} durch Wachstum des Co an den Grenzflächen in der Gitterkonstanten des Pt beziehungsweise Pd als mögliche Ursache angeführt wurde.

Die Verspannung ist abhängig von der Wachstumsrichtung des Co und somit von der Textur der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme. Im folgenden Abschnitt soll daher geklärt werden, ob sich die Textur der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme von denen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme unterscheidet.

Eine Anpassung unter Berücksichtigung von Grenzflächen, wie in Abs. 5.3.3 für Pt/Co/Pt gezeigt, wurde für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme noch nicht systematisch durchgeführt. Anpassungen für einzelne t_{Co} zeigen jedoch wie bereits für Pt/Co/Pt eine bessere Anpassung, die allerdings auch auf die erhöhte Anzahl von Anpassungsparametern zurückzuführen ist, so dass $d_{Co}(t_{Co})$ zusätzlich eine Abhängigkeit von d_{Grenz} aufweist. Einzelne

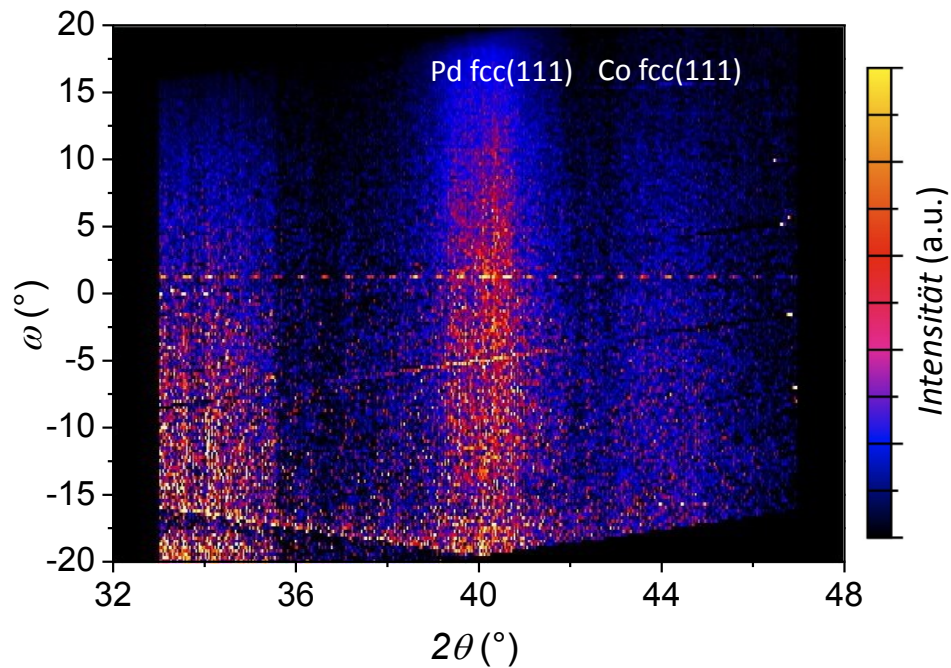


Abbildung 5.33: XRD-Karte eines Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems auf Si_3N_4 . Bei der Intensität bei $2\theta = 33 - 36^\circ$ sowie der periodischen Intensität bei $\omega \approx 2^\circ$ handelt es sich um Messartefakte, die nicht durch das Schichtsystem verursacht werden.

Anpassung unter Berücksichtigung der Grenzflächen können demnach d_{Co} nicht eindeutig bestimmen.

5.4.3 Textur und Gitterstruktur von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Um die Textur der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu bestimmen wurden XRD-Karten aufgenommen, wie sie bereits in Abs. 5.3.5 für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme gemessen wurden. Der Bereich der einzelnen 2θ -Messungen musste jedoch aus technischen Gründen von 15° auf 14° reduziert werden. Dies ist in Abb. 5.33 für ein Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystem gezeigt. Die beobachteten Messartefakte sind auf die geringe Intensität sowie den verwendeten Probenhalter zurückzuführen.

Bei Betrachtung des Pd- und des Co-Reflexes fällt auf, dass der Pd fcc(111) Reflex, der für einen Volumenkristall bei $40,12^\circ$ erwartet wird, nur sehr schwach im Vergleich zum Untergrund ausgeprägt ist. Der Co fcc(111) Reflex, der im Co-Volumenkristall bei $44,41^\circ$ erwartet wird, ist ebenfalls schwach ausgeprägt und kaum zu erkennen. Die geringe Intensität des Pd fcc(111) und des Co fcc(111) Reflexes hat mehrere Ursachen. Im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt gezeigten θ - 2θ -Messungen wurden diese Messungen mit dem in Abs. 3.1 diskutierten Röntgendiffraktometer aufgenommen, der eine wesentlich geringere Röntgenintensität hat, als dies bei Messungen an einer Beamline der Fall ist. Dies ist allerdings auch für die in Abs. 5.33 gezeigten Karten der Fall, bei denen der Pt fcc(111) Reflex deutlich zu erkennen ist. Zusätzlich beträgt die Intensität

des Pd fcc(111) Reflexes nur etwa 30 % des Pt fcc(111) Reflexes (siehe Tabelle 5.3). Diese Reduktion kann jedoch den beobachteten Abfall der Intensität nicht vollständig erklären.

Die geringe Intensität der Pd fcc(111) und Co fcc(111) Reflexe der Karte in Abb. 5.33 könnte zum Beispiel durch eine schwächer ausgeprägte Textur als bei den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen verursacht werden. Allerdings lässt sich die Textur aufgrund der geringen Intensität der Reflexe mit Hilfe von XRD-Karten nicht quantifizieren. Daher wurden ebenfalls χ -Variationsmessungen durchgeführt, die neben den Pd fcc(111) und Co fcc(111) Reflexen weitere Bragg-Reflexe nachweisen können.

Die χ -Rotationsmessungen wurden an einem Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 50$ nm vorgenommen (siehe Abb. 5.21), wobei erneut das in Abs. 3.1 beschriebene Diffraktometer verwendet wurde. Einzelheiten der χ -Rotationsmessungen können in Abs. 5.3.4 nachgelesen werden. Wie bereits bei den XRD-Karten wurde der Bereich der einzelnen 2θ -Messungen aus technischen Gründen von 15° auf 14° reduziert. Außerdem ist die Probenfläche der verwendeten Pd 5 nm / Co 50 nm / Pd 3 nm-Probe aus Präparationsgründen wesentlich kleiner als die Fläche der in Abb. 5.21 gezeigten Pt/Co/Pt-Probe. Dies hat einen höheren Messuntergrund zur Folge der nach Eliminierung des Untergrunds zu einem reduziertem Messsignal führt.

In Abb. 5.34 sind die χ -Rotationsmessungen für $0^\circ \leq \chi \leq 80^\circ$ gezeigt. Zusätzlich zu den erwarteten Pd- und Co-Reflexen sind Reflexe bei $2\theta \approx 42^\circ$ zu beobachten, bei denen es sich um Messartefakte und nicht um Bragg-Reflexe des untersuchten Schichtsystems handelt. Dies konnte mit Kontrollmessungen nachgewiesen werden.

Die Positionen der Pd- und Co-Reflexe in ausgedehnte Festkörpern finden sich in den Tabellen 5.3 und 5.4. Wie bereits bei Pt/Co/Pt beobachtet, findet auch hier ein Drift der 2θ -Position der Reflexe mit χ statt, dessen Ursache bereits in Abs. 5.3.1 diskutiert wurde.

Wie bereits für Pt/Co/Pt werden für Pd/Co/Pd eine Reihe von Co-Reflexen beobachtet, die sowohl der hcp oder der fcc Struktur zugeordnet werden können und somit keinen Aufschluss über die Gitterstruktur des Co geben. Zusätzlich tritt bei $2\theta \approx 52^\circ$ ein Reflex auf, der eindeutig als Co fcc(200) Reflex identifiziert werden kann.

Neben diesen Reflexen sind ebenfalls Reflexe bei $2\theta = 48,6 - 49,4^\circ$, $70,7 - 73,2^\circ$, $80,5 - 83,3^\circ$ und $86,7 - 88,5^\circ$ zu beobachten. Die letzteren beiden Reflexe können dem Pd fcc(311) und Pd fcc(222) Reflex zugeordnet werden. Der Reflex bei $2\theta = 70,7 - 73,2^\circ$ wurde für $\chi = 0^\circ$ bereits für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme nachgewiesen und kann auf das Substrat zurückgeführt werden. Die zusätzlichen Reflexe bei $\chi = 10 - 60^\circ$ sind hingegen für Pt/Co/Pt nicht zu beobachten. Auch der Reflex bei $2\theta = 48,6 - 49,4^\circ$ tritt bei den Messungen an Pt/Co/Pt-Schichtsystemen nicht auf.

Der Reflex bei $2\theta = 70,7 - 73,2^\circ$ und $\chi = 10 - 60^\circ$ lässt sich entweder als Si (400) oder Pd fcc(220) Reflex identifizieren. Würde es sich um einen Si (400) Reflex handeln, so müsste dieser auch für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme beobachtet werden, da die Nitrid-beziehungsweise Oxidschicht der Substrate amorph wachsen und keine Bragg-Reflexe verursachen sollten. Der Si-Wafer unterhalb der Nitrid- beziehungsweise Oxidschicht unterscheidet sich zwischen beiden Substraten nicht. Dies lässt darauf schließen, dass es

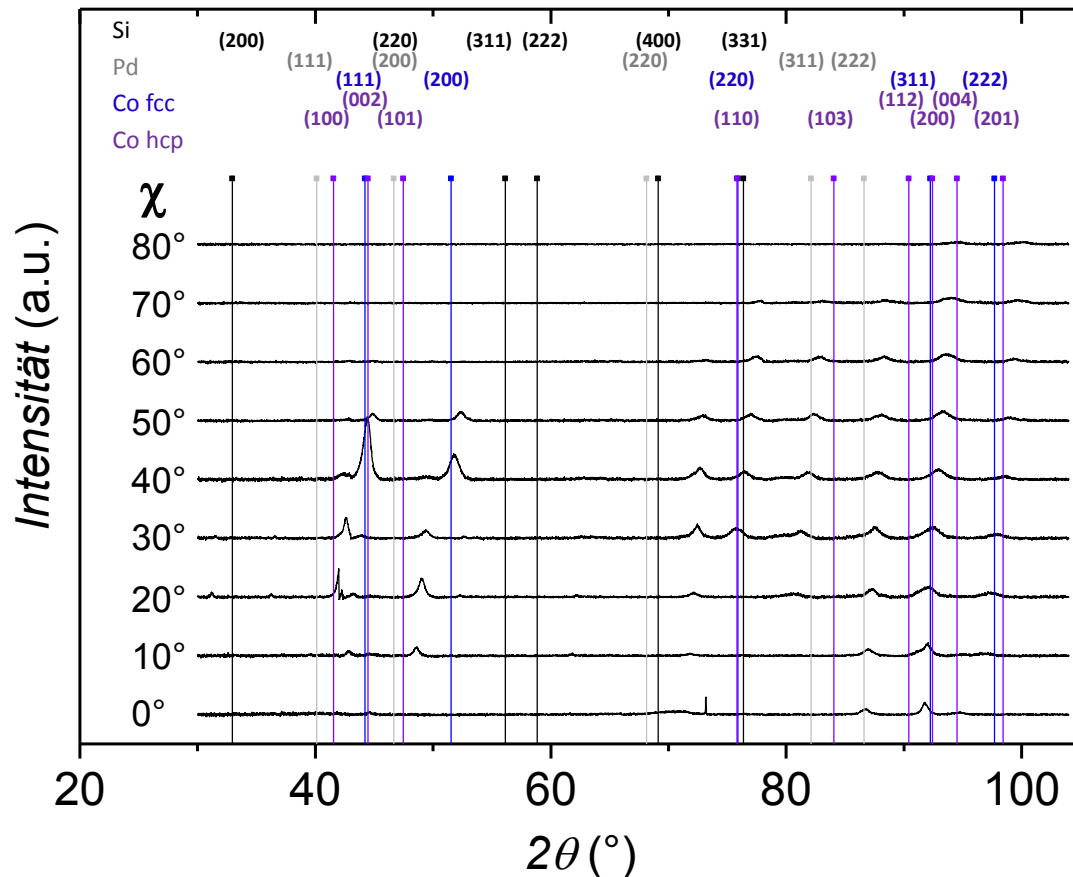


Abbildung 5.34: XRD χ -Rotationsmessungen eines Pd 5 nm / Co 50 nm / Pd 3 nm Schichtsystems auf Si_3N_4 . Eingezeichnet sind die Festkörperpositionen der Reflexe für Co fcc (blau), Co hcp (lila), Pt fcc (grau) und Si Diamantstruktur (schwarz).

sich bei dem Reflex um Pd fcc(200) Reflex handelt.

Der Reflex bei $2\theta = 48,6 - 49,4^\circ$ und $\chi = 10 - 40^\circ$ kann entweder als Co hcp(101), Si (220) oder Pd fcc(200) identifiziert werden. Der Si (220) Reflex kommt nicht in Frage, da dieser, wie bereits erklärt, ebenfalls für Pt/Co/Pt sichtbar sein müsste. Eine Identifikation als Co hcp(101) Reflex ist möglich, wirft aber die Frage auf, warum andere hcp-Reflexe wie der Co hcp(100), Co hcp(103), Co hcp(201) auch bei einer genauen Analyse der entsprechenden Winkelbereiche nicht sichtbar sind. Daher handelt es sich bei diesem Reflex wahrscheinlich um den Pd fcc(200) Reflex.

Das heißt, dass, wie bereits für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme, keine Reflexe beobachtet werden, die eindeutig dem Co hcp Gitter zugeordnet werden können. Daraus lässt sich schließen, dass auch für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme das Co hauptsächlich in der fcc Kristallstruktur wächst.

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der auftretenden Reflexintensitäten von χ diskutiert werden. Dabei ist zunächst auffällig, dass die Probe keine eindeutige Co fcc(111) Textur besitzt. Dies ist zum Beispiel daran zu erkennen, dass der zugehörige Co fcc(111) Reflex

sein Maximum bei $\chi = 40^\circ$ zeigt. Auch der Co fcc(222) Reflex hat sein Maximum bei $\chi = 30 - 40^\circ$. Für $\chi = 0^\circ$ ist der am stärksten ausgeprägte Co-Reflex der Co fcc(311) Reflex. Für Pd ist das Maximum des Pd fcc(222) Reflex ebenfalls bei $\chi = 30^\circ$ zu beobachten. Für die in dieser Arbeit diskutierten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurde zwar ebenfalls ein lokales Maximum der Intensität des Co fcc(111) Reflexes bei $\chi = 30 - 40^\circ$ beobachtet, allerdings tritt bei diesen Schichtsystemen dennoch eine klare (111) Textur auf. Für die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ist hingegen keine Co fcc(111) Textur sondern eher eine Co fcc(311) Textur zu beobachten. Da allerdings die Intensität des Co fcc(311) Reflexes mit steigendem χ nicht abnimmt, kann höchstens von einer schwachen Co fcc(311) Textur gesprochen werden.

Auch für das Pd ist ein Unterschied in der Textur im Vergleich zu den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen zu beobachten, mit stark ausgeprägten Pd fcc(200), Pd fcc(220), Pd fcc(311) und Pd fcc(222) Reflexen. Für $\chi = 0^\circ$ sind hingegen nur der Pd fcc(222) und, bei Vergrößerung des entsprechenden Winkelbereichs, der Pd fcc(111) Reflex zu beobachten ist. Dies zeigt, dass das Pd im Gegensatz zum Co eher in einer fcc(111) Textur wächst. Warum der Pd fcc(111) Reflex schwächer ausgeprägt ist als der Pd fcc(222) kann nicht geklärt werden.

In der Literatur ist ein Einfluss der Wachstumsschicht auf die Textur von Co/Pd-Multilagen nachgewiesen wurden. Shaw et al. [203] zeigen, dass mit DC Magnetronspütern auf Si hergestellte Co/Pd-Multilagen eine stärker ausgeprägte fcc(111) Textur aufweisen, wenn unterhalb der 3 nm dicken Pd-Wachstumsschicht noch eine zusätzliche 3 nm dicke Ta-Wachstumsschicht aufgetragen wird.

Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wird eine höhere Textur bei Verwendung dieser Wachstumslagen im Vergleich zu mit DC Magnetronspütern hergestellten Wachstumslagen angenommen [138]. Daraus lässt sich schließen, dass der Unterschied in der Textur der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme im Vergleich zu den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen vermutlich ebenfalls auf das Fehlen einer ECR-Wachstumsschicht zurückzuführen ist.

In diesem Abschnitt wurde festgestellt, dass das Co der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zwar in fcc Struktur wächst, allerdings keine fcc(111) Textur besitzt. Da vorherige Untersuchungen einen Einfluss der Textur von Schichtsystemen auf die magnetische Anisotropie zeigen, wird im nächsten Kapitel untersucht, ob dies für die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme ebenfalls auftritt.

5.5 Temperaturabhängigkeit der Gitterabstände von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

Magnetische Eigenschaften wie die Anisotropie zeigen häufig eine große Abhängigkeit von der Temperatur der Schichtsysteme [60]. Ein solcher Einfluss kann beispielsweise durch Verspannungen im Kristallgitter erklärt werden. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt die Abhängigkeit der Gitterabstände d_{Co} und d_{Pt} der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme von der Temperatur untersucht. Zu diesem Zweck werden temperaturabhängige XRD-

Messungen verwendet und die Position der Bragg-Reflexe untersucht. Mit Verringerung der Temperatur wandern die Positionen diese Bragg-Reflexe zu höheren 2θ -Werten. Dies ist eine Folge der Kontraktion des Kristallgitters mit fallendem T , welche im eindimensionalen Fall durch [58]

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} \quad (5.6)$$

beschrieben wird, wobei α den linearen Ausdehnungskoeffizienten bezeichnet. Für Co und Pt werden für ausgedehnte Festkörper die Werte $\alpha_{Co} = 12 - 13 \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$ und $\alpha_{Pt} = 6,8 - 9,5 \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$ [211] angegeben. Für eine Temperaturdifferenz von 300 K wird somit eine Veränderung des Gitterabstands um 0,0007 - 0,0008 nm für Co und 0,0004 - 0,0006 nm für Pt erwartet. Dies entspricht einem Gitterabstand bei 0 K von 0,2230 - 0,2231 nm für Co und 0,2257 - 0,2259 nm für Pt.

Die in diesem Abschnitt gezeigten XRD-Messungen wurden an der P09 Beamline [123] des Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) unter Mithilfe von Dr. Jörg Stempfer durchgeführt. Eine nähere Beschreibung der Beamline findet sich in Abs. 3.1.

Die θ - 2θ -Messungen (siehe Abs. 5.3.1) an Pt/Co/Pt-Schichtsystemen wurden aufgenommen, während die Temperatur von 10 - 300 K variiert wurde. Für die Messungen wurde ein 2θ -Bereich von 29,6 - 39,6° untersucht, was einem Bereich von etwa 37 - 50° bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406 \text{ nm}$ entspricht. In diesen Bereich fallen somit der Pt fcc(111) und der Pt fcc(200) Reflex (siehe Tabelle 5.3) sowie der Co hcp(100), Co hcp(002), Co hcp(101), und der Co fcc(111) Reflex (siehe Tabelle 5.4). Da nur eine begrenzte Zeit für die Messungen an der Beamline zur Verfügung steht, wurden die temperaturabhängigen Untersuchungen auf die Systeme auf SiO₂ beschränkt, da dieses Substrat auch für die Proben verwendet wird, an denen die Messungen der Magnetotransporteffekte für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme durchgeführt wurden.

Um auch die Abhängigkeit der Temperatureffekte auf den Gitterabstand in Abhängigkeit von t_{Co} zu bestimmen, wurden Schichtsysteme mit $t_{Co} = 2, 6$ und 20 nm untersucht. Für die Schichtsysteme mit $t_{Co} = 6 \text{ nm}$ und 20 nm treten im gesamten Temperaturbereich nur die bereits in Abs. 5.3 diskutierten Pt fcc(111) und Co fcc(111) Reflexe auf. Für $t_{Co} = 2 \text{ nm}$ ist die Intensität des Co fcc(111) Reflexes zu schwach um in der Messung nachgewiesen zu werden, wie bereits in Abs. 5.3.2 gezeigt wurde. Zwar kann der Gitterabstand des Co d_{Co} durch Anpassung des Pt-Reflexes mit Hilfe der kinematischen Näherung bestimmt werden, jedoch ist der Fehler, wie in Abs. 5.3.3 gezeigt, zu groß, um eine sinnvolle Bestimmung von $d_{Co}(T)$ durchzuführen. Aus diesem Grund wird im Folgenden auf eine Diskussion von d_{Co} für $t_{Co} = 2 \text{ nm}$ verzichtet. Zusätzlich treten jedoch weitere temperaturabhängige Reflexe auf. Dies wird im Anschluss gezeigt und mögliche Ursachen besprochen.

In Abb. 5.35 ist die Abhängigkeit der Gitterkonstanten von der Temperatur für den Co fcc(111) und Pt fcc(111) Reflex für alle t_{Co} dargestellt. Die gezeigten Werte wurden mit Hilfe von Gleichung 2.73 bestimmt. Für Pt wurde dabei die Position der Einhüllenden verwendet, was in guter Näherung einer Mittlung der Gitterabstände von Pt-Wachstums- und -Deckschicht entspricht.

Wie erwartet, ist ein Anstieg des Gitterabstands mit zunehmender Temperatur zu be-

5.5 Temperaturabhängigkeit der Gitterabstände von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

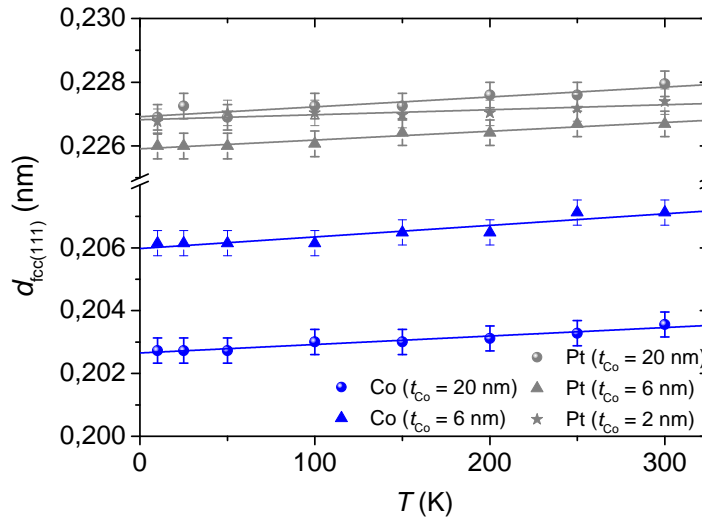


Abbildung 5.35: Temperaturabhängigkeit des Gitterabstands von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 mit $t_{Co} = 2$ nm, 6 nm und 20 nm bestimmt aus der Position des Pt fcc(111) und des Co fcc(111) Reflexes.

obachten. Mit Hilfe einer linearen Anpassung der Gitterabstände kann ein Vergleich mit den erwarteten Anstiegen für Co und Pt in ausgedehnten Festkörpern durchgeführt werden. Die Anpassungskonstanten sowie die Temperaturabhängigkeit der Gitterabstände sind in Tabelle 5.5 angegeben.

Die Gitterabstände des Pt, die mit Hilfe der linearen Anpassung für 0 K extrapoliert werden, sind größer als der für einen Pt-Volumenkristall bei 0 K erwartete Wert. Eine solche Verspannung tritt, wie in Abs. 5.3.3 gezeigt, auch bei Raumtemperatur auf. Für die Gitterabstände des Co entspricht der Wert für t_{Co} dem Wert eines Volumenkristalls, während für $t_{Co} = 6$ nm ein leicht größerer Gitterabstand beobachtet wird.

Alle beobachteten Temperaturabhängigkeiten der Gitterabstände $\frac{dd_{Pt}}{dT}$ und $\frac{dd_{Co}}{dT}$ befinden sich in der Größenordnung der zuvor berechneten Werte für ausgedehnten Festkörper. Für Pt ist außerdem eine Zunahme von $\frac{dd_{Pt}}{dT}$ mit t_{Co} zu beobachten. Für den kleinsten Wert von t_{Co} entspricht die Zunahme $\Delta d_{Pt}(300 \text{ K})$ innerhalb des Fehlers dem Wert für einen Volumenkristall, während für größere t_{Co} eine stärkere Zunahme auftritt.

Die Zunahme des Gitterabstands des Co $\Delta d_{Co}(300 \text{ K})$ für $t_{Co} = 20$ nm entspricht innerhalb des Fehlers des für Co berechneten Wertes. Neben der durch die Ausdehnung des Gitters erwarteten Änderung des Gitterabstands sind demnach keine zusätzlichen Verspannungen im Co sichtbar. Für $t_{Co} = 6$ nm ist die Zunahme des Co-Gitterabstands etwas größer als, was auf mögliche zusätzliche Verspannungen im Co mit abnehmendem t_{Co} hindeutet.

Bezüglich der Abhängigkeit von $\frac{dd_{Pt}}{dT}$ mit t_{Co} liegt der Verdacht nahe, dass bei steigendem t_{Co} die Co-Schicht einen stärkeren Einfluss auf die Verspannung der Pt Schicht hat. Für $t_{Co} = 2$ nm, wo der Einfluss der Co-Schicht am geringsten ist, verhält sich $\frac{dd_{Pt}}{dT}$ daher

t_{Co} (nm)	$\frac{dd_{\text{Pt}}}{dT}$ (10^{-6} nm/K)	$d_{\text{Pt},0\text{K}}$ (nm)	$\Delta d_{\text{Pt}}(300\text{ K})$ (nm)
2	$1,6 \pm 0,4$	$0,2268 \pm 0,0001$	$0,0005 \pm 0,0001$
6	$2,8 \pm 0,3$	$0,2259 \pm 0,0001$	$0,0008 \pm 0,0001$
20	$3,1 \pm 0,5$	$0,2269 \pm 0,0001$	$0,0009 \pm 0,0001$
t_{Co} (nm)	$\frac{dd_{\text{Co}}}{dT}$ (10^{-6} nm/K)	$d_{\text{Co},0\text{K}}$ (nm)	$\Delta d_{\text{Co}}(300\text{ K})$ (nm)
2	-	-	-
6	$3,7 \pm 0,6$	$0,2060 \pm 0,0001$	$0,0011 \pm 0,0001$
20	$2,7 \pm 0,3$	$0,2027 \pm 0,0001$	$0,0008 \pm 0,0001$

Tabelle 5.5: Temperaturabhängigkeit des Gitterabstands $\frac{dd_{\text{Pt}}}{dT}$ und $\frac{dd_{\text{Co}}}{dT}$ bestimmt aus der Position des Pt fcc(111) und des Co fcc(111) Reflexes (siehe Abb. 5.35) für eine Temperaturdifferenz von 300 K. Zusätzlich sind die für 0 K extrapolierten Gitterabstände $d_{0\text{K}}$ sowie die Veränderung der Gitterabstände bei Erwärmung um 300 K $\Delta d(300\text{ K})$ angegeben.

ähnlich wie in einem Pt-Volumenkristall, während sich für größere t_{Co} auch $\frac{dd_{\text{Pt}}}{dT}$ erhöht. Eine solcher Einfluss von t_{Co} auf die Verspannung des Pt und somit $\frac{dd_{\text{Pt}}}{dT}$ kann demnach die Beobachtungen gut erklären.

Im Folgenden sollen die θ - 2θ -Messungen der Probe mit $t_{\text{Co}} = 2$ nm genauer diskutiert werden, die bei niedrigen Temperaturen, verstärkt bei 30 K, zusätzliche Reflexe aufweisen. Um diese Reflexe genauer zu untersuchen, wurden zusätzliche Messungen im Temperaturbereich zwischen 10 - 40 K durchgeführt, wobei der 2θ -Bereich auf 25 - 40° bei $\lambda = 0,124$ nm erweitert wurde. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Reflexpositionen aus Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 wurde die 2θ -Achse so umgerechnet, als wäre die Messung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen. In Abb. 5.36 sind diese Messungen dargestellt. Interessanterweise erreichen die Reflexe ihre maximale Intensität bei 30 K, ihre Intensität fällt oberhalb und unterhalb dieser Temperatur ab. Da es sich bei diesen Messungen um θ - 2θ -Messungen handelt muss es sich um spekuläre Reflexe handeln. Aufgrund der zeitlichen Beschränkungen der Messungen an einer Beamlinie konnten keine Bereiche außerhalb des angegebenen 2θ -Bereichs untersucht werden, so dass nicht ausgeschlossen werden kann, dass noch weitere zusätzliche Reflexe auftreten.

Um die Quelle dieser Reflexe zu ermitteln, müssen alle Materialien berücksichtigt werden, die während der Messung zur Bragg-Streuung beigetragen haben können. Neben Pt und Co zählen dazu Si und SiO₂ des Substrats, Cu für den Probenhalter und Be für die röntgendurchlässige Abschirmung der Probe, die während des Kühlvorgangs ein Vakuum im Bereich der Probe sicherstellt. Für Si, Cu und Be sind die Positionen der Bragg-Reflexe in Abb. 5.36 eingezeichnet. Das SiO₂ der Substratoberfläche wächst amorph, weshalb für dieses Material keine Bragg-Reflexe erwartet werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass die beobachteten Reflexe mit keinem der Reflexe dieser Elemente übereinstimmen. Bei den beobachteten Reflexen handelt es sich demnach nicht um Bragg-Reflexe dieser Materialien.

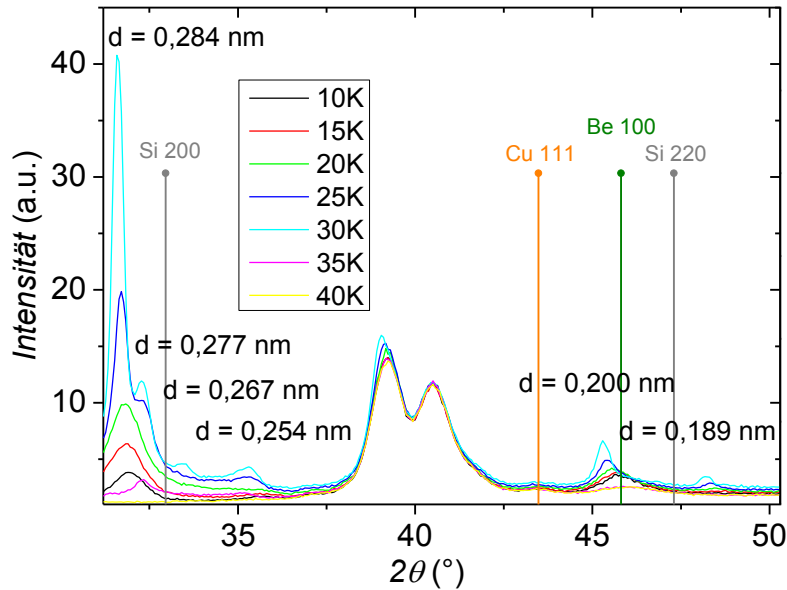


Abbildung 5.36: θ - 2θ XRD-Messungen eines 5 nm / Co 2 nm / Pt 3 nm Schichtsystems auf SiO_2 bei Temperaturen zwischen 10 - 40 K. Die Messungen wurden mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,124$ nm durchgeführt. Obwohl die Messungen bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,124$ nm aufgenommen wurden, sind die 2θ -Achsen in diesen Abbildungen so umgerechnet, als wären sie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0,15406$ nm aufgenommen, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Tabellen 5.3 und 5.4 zu gewährleisten. Zusätzlich sind die Reflexpositionen für Si (Diamantstruktur), fcc Cu und hcp Be für $\lambda = 0,15406$ nm eingezeichnet.

Zusätzlich muss auch die Frage beantwortet werden, warum die Intensität bei 30 K am stärksten ist und nur bei einer Co-Schichtdicke von $t_{\text{Co}} = 2$ nm zu beobachten ist. Würde es sich um einen Effekt des Substrats oder des experimentellen Aufbaus handeln, so müssten die zusätzlichen Reflexe auch bei $t_{\text{Co}} = 6$ nm und $t_{\text{Co}} = 20$ nm sichtbar sein, weshalb Substrat und experimenteller Aufbau als Ursache ausgeschlossen werden können.

Andererseits ist die Intensität der zusätzlichen Reflexe zum Teil höher als die Intensität der Pt-Reflexe. Da die Streuintensität von Co wesentlich geringer als die Streuintensität von Pt ist, können die Reflexe auch nicht mit zusätzlichen Co-Reflexen erklärt werden. Eine CoPt-Legierung an den Grenzflächen kann ebenfalls als Ursache ausgeschlossen werden, da die Dicke der Grenzflächenschichten im Vergleich zu den Pt-Schichten zu gering ist, um zusätzliche Reflexe mit dieser Intensität zu erzeugen.

Die Herkunft der Reflexe kann demnach mit den diskutierten Ursachen nicht erklärt werden.

In diesem Abschnitt wurde diskutiert, wie die Gitterabstände der untersuchten Pt/Co/Pt-Schichtsystemen von der Temperatur abhängen. Dabei wurde eine Abhängigkeit gefunden, die im Bereich der für einen ausgedehnten Festkörper erwarteten Abhängigkeit liegt. Für die Temperaturabhängigkeit des Gitterabstandes des Pt wird außerdem eine Abhängigkeit von t_{Co} beobachtet, die durch einen zunehmenden Einfluss der Co-Schicht mit

5 Strukturelle Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

steigendem t_{Co} zurückgeführt wird.

6 Magnetische Anisotropie

In diesem Kapitel werden die Messungen der magnetischen Anisotropie präsentiert und diese mit den Ergebnissen der Strukturuntersuchungen aus dem vorherigen Kapitel in Zusammenhang gebracht.

Abs. 6.1 beschreibt, wie die magnetische Anisotropie der Schichtsysteme mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) und des anomalen Hall-Effekts (AHE) bestimmt wird. Abs. 6.2 beschäftigt sich mit dem Vergleich der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-, Pd/Co/Pd- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsystemen (siehe Tabelle 4.1). Zuletzt wird in Abs. 6.3 die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen diskutiert.

6.1 Bestimmung der magnetischen Anisotropie

Um die magnetische Anisotropie zu messen wurden Messtechniken zur Anwendung gebracht, die auf zwei Effekten basieren: Dem magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) sowie dem anomalen Hall-Effekt (AHE). Beide Effekte sind sensitiv auf die Magnetisierung \mathbf{M} der untersuchten Probe, das heißt beide Effekte sind linear abhängig von \mathbf{M} . Messungen des MOKE und des AHE ermöglichen daher durch Variation eines Magnetfeldes die Aufnahme einer Hysterese-Kurve. Mit Hilfe der Hysterese-Kurve der harten Achse der Magnetisierung lässt sich die magnetische Anisotropie eines dünnen Filmsystems mit Hilfe von Gleichung 3.2 und Gleichung 3.3 bestimmen. Wie in Abs. 3.3 beschrieben, liegt die maximale magnetische Flussdichte des verwendeten MOKE Aufbaus bei etwa 1 T. Liegt also das Sättigungsfeld in der harten Richtung der Magnetisierung oberhalb von 1 T, so kann mit Hilfe des MOKE-Aufbaus die Anisotropie nicht bestimmt werden. Die Magnetowiderstandsmessungen, die zur Bestimmung des anomalen Hall-Effekts verwendet werden, wurden an dem in Abs. 3.4 beschriebenen Warmbohrmagneten durchgeführt, dessen maximale magnetische Flussdichte bei 11 T liegt. Dies erlaubt die Sättigung aller in dieser Arbeit untersuchten Proben auch in Richtung der harten Achse der Magnetisierbarkeit. Aufgrund der verwendeten Drahtgeometrie (siehe Abs. 4.2.2) ist die Messung der Hallspannung bei Anlegen des Magnetfeldes in der Ebene nicht möglich, da in diesem Fall die Stromrichtung \mathbf{j} , die Magnetisierung \mathbf{M} und die Richtung der Hallspannung U_H nicht senkrecht zueinander stehen. Dadurch können die Anisotropiekonstanten von Schichtsystemen mit Achsen der harten Magnetisierbarkeit in der Probenebene mit dieser Methode nicht bestimmt werden.

Um die Nachteile beider Methoden auszugleichen werden für Ausrichtungen der harten Achse in der Probenebene die Messungen mit MOKE durchgeführt und für Sättigungsfelder über 1 T der AHE verwendet. Für Schichtsysteme, deren Sättigungsfeld nicht größer

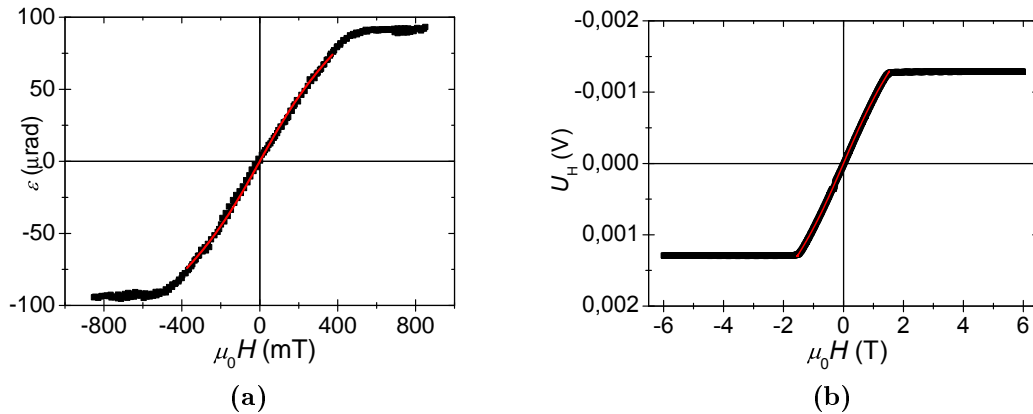


Abbildung 6.1: Bestimmung der magnetischen Anisotropie von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen. In (a) ist eine longitudinale MOKE-Messung eines Schichtsystems mit $t_{Co} = 1,5$ auf einem Si_{ox} -Substrat gezeigt (schwarz), die mit Hilfe von Gleichung 3.2 angepasst wurde (rot). In (b) ist eine AHE-Messung eines Schichtsystems mit $t_{Co} = 9$ auf einem SiO_2 -Substrat gezeigt (schwarz), die mit Hilfe von Gleichung 3.3 angepasst wurde (rot).

als 1 T ist und deren harte Achse entlang der Probennormale liegt, kann die Anisotropie hingegen mit beiden Methoden bestimmt werden. Für Si_{ox} -Substrate kann die in Abs. 4.2.2 beschriebene Drahtgeometrie nicht verwendet werden, da die Oxidschicht des Substrats zu dünn ist, um die Kontakte voneinander zu isolieren. Aus diesem Grund wurden für Schichtsysteme auf Si_{ox} nur MOKE-Messungen durchgeführt.

In Abb. 6.1 sind typische Messungen der harten Achse der Magnetisierung und Anpassungen zur Bestimmung der Anisotropie gezeigt. Für ein Pt 5 nm / Co 1,5 nm / Pt 3 nm Schichtsystem auf einem Si_{ox} -Substrat (Abb. 6.1(a)) liegt die harte Achse der Magnetisierung in der Probenebene. Aus diesem Grund wurde die Messung mit MOKE durchgeführt und mit Gleichung 3.2 angepasst, um die Anisotropiekonstanten zu bestimmen. Für ein Pt 5 nm / Co 9 nm / Pt 3 nm Schichtsystem auf einem Si_{ox} -Substrat (Abb. 6.1(b)) liegt die harte Achse der Magnetisierung entlang der Probennormalen, weshalb mit Hilfe des Warmbohrmagneten der AHE gemessen und mit Gleichung 3.3 die Anisotropiekonstanten bestimmt wurden.

Mit Hilfe von Gleichung 2.10 kann schließlich durch eine Auftragung in einem $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf die Anisotropie der Schichtsysteme in Grenzflächen- und Volumenbeiträge aufgeteilt werden.

6.2 Vergleich der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Um einen Vergleichspunkt für die magnetische Anisotropie der Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu bekommen, ist es sinnvoll, zunächst die Anisotropien von Co/Pt- und

Co/Pd-Multilagen in der Literatur zu betrachten. Ein Blick auf die Bandbreite der in der Literatur angegebenen Werte für die Volumenanisotropie K_V und die Grenzflächenanisotropie K_S von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen verdeutlicht den Einfluss der Struktur auf die magnetische Anisotropie. Die für Co/Pt angegebenen Werte von K_S reichen von geringen Anisotropien wie $0,15 \frac{mJ}{m^2}$ [212] bei Aufdampfungsverfahren bis $1,29 \frac{mJ}{m^2}$ [209] für mit Hilfe von MBE hergestellten Proben. Auch für K_V wurden Werte von $K_{V,\text{eff}} = -1,11 \frac{MJ}{m^3}$ [53] bis $K_{V,\text{eff}} = -0,63 \frac{MJ}{m^3}$ [31] nachgewiesen. Unter Berücksichtigung der Formanisotropie von $1,37 \frac{MJ}{m^3}$ ergibt sich damit ein Spektrum von $K_V = 0,26 - 0,74 \frac{MJ}{m^3}$ für die Volumenanisotropie erster Ordnung. Weitere Messungen von K_V und K_S [18, 29, 32–34, 213–216] liegen in dem angegebenen Bereich.

Für die Grenzflächenanisotropie K_S von Co/Pd-Multilagen werden in der Literatur Werte von $0,16 - 0,92 \text{ mJ/m}^2$ [3, 27, 29, 30, 197–199, 203, 217] angegeben.

Die Literaturwerte für $K_{V,\text{eff}}$ von Co/Pd-Multilagen liegen zwischen $-1,2 \text{ kJ/m}^3$ für aufgedampfte [217] und $-0,5 \text{ kJ/m}^3$ für einkristalline Multilagen [27]. Für die Volumenanisotropiekonstanten erhält man somit nach Abzug der Formanisotropie $K_V = 0,17 - 0,87 \frac{MJ}{m^3}$.

Vergleicht man diese Werte mit denen in Abs. 2.1.3 angegebenen Werten für hcp und fcc Co, so stellt man fest, dass selbst die kleinsten angegebenen Werte größer als die magnetokristalline Anisotropie von fcc Co von $0,02 \frac{MJ}{m^3}$ (siehe Abs. 2.1.4) ist. Die höchsten angegebenen Werte sind ihrerseits größer als die magnetokristalline Anisotropie von hcp Co von $0,5 \frac{MJ}{m^3}$ [20]. Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass neben der magnetokristallinen Anisotropie ebenfalls magnetoelastische Anisotropiebeiträge in Co/Pt- und Co/Pd-Multilagen auftreten.

Im folgenden Abs. 6.2.1 werden die für K_V und K_S bestimmten Werte von den in dieser Arbeit untersuchten Pt/Co/Pt-, Pd/Co/Pd- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme präsentiert werden (siehe Abs. 4.2.1). In Abs. 6.2.2 wird der $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf der Schichtsysteme im linearen Bereich diskutiert. Die Abweichungen von dem erwarteten linearen Verhalten von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ werden in Abs. 6.2.3 und Abs. 6.2.4 diskutiert.

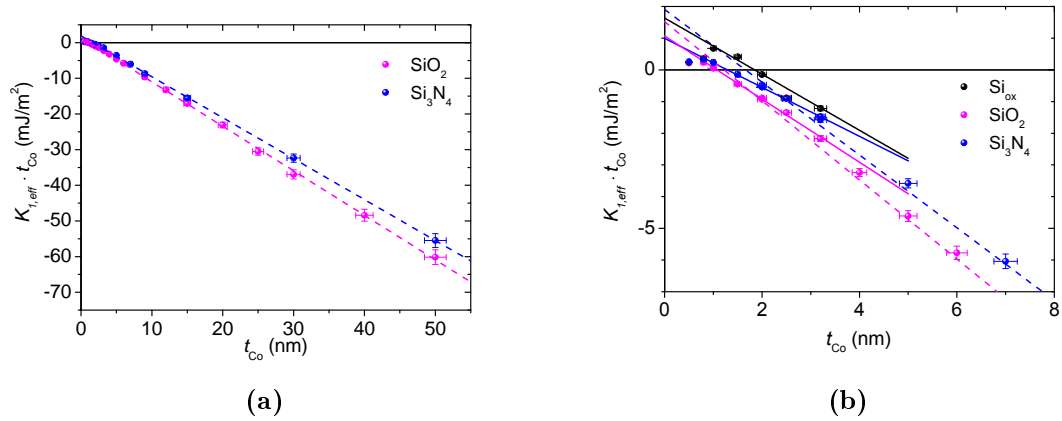


Abbildung 6.2: (a) $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 und Si_3N_4 mit $t_{\text{Co}} = 0,5 - 50$ nm. In (b) ist eine vergrößerte Darstellung von (a) mit Messungen auf Si_{ox} gezeigt.

6.2.1 Bestimmung der Anisotropiekonstanten

Pt/Co/Pt Die magnetische Anisotropie von Pt 5 nm / Co X nm / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 , Si_{ox} und Si_3N_4 war bereits Gegenstand vorheriger Untersuchungen [60]. Die Ergebnisse dieser Messungen sind als $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf in Abb. 6.2 dargestellt. Für die Schichtsysteme, deren Anisotropie sowohl mit MOKE als auch AHE bestimmt werden kann, wurden mit beiden Methoden innerhalb des Fehlers identische $K_{1,\text{eff}}$ ermittelt.

Bezüglich der magnetokristallinen Anisotropie zweiter Ordnung K_2 (siehe Abs. 2.1.3) wurde für alle untersuchte Proben unabhängig vom Substrat ein Wert von etwa $70 \pm 30 \text{ kJ/m}^3$ bestimmt. Dies ist in Übereinstimmung mit K_2 Werten von Co/Pt-Multilagen in der Literatur [215, 216].

Der $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf zeigt für alle untersuchten Substrate einen linearen Abfall mit steigendem t_{Co} . Auf Si_{ox} -Substraten kommt es unterhalb von $t_{\text{Co}} = 1,0$ nm jedoch zu einem Abfall gegenüber diesem linearen Verhalten. Auch für SiO_2 und Si_3N_4 ist ein solcher Abfall zu beobachten, allerdings erst für $t_{\text{Co}} < 0,8$ nm.

Für SiO_2 und Si_3N_4 tritt außerdem für $t_{\text{Co}} \geq 4$ nm ein Übergang zu einem anderen linearen Verhalten von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ mit höherer negativer Steigung auf.

Die Ergebnisse der linearen Anpassung der Anisotropien aus Abb. 6.2 nach Gleichung 2.10 sind in Tabelle 6.1 gezeigt. Aufgrund des Abfalls von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ mit steigendem t_{Co} wird für alle untersuchten Substrate ein negatives $K_{1V,\text{eff}}$ berechnet. Aus $K_{1V,\text{eff}}$ wird mit Gleichung 2.8 die Formanisotropie subtrahiert und die Werte für K_{1V} bestimmt, die in Tabelle 6.1 angegeben sind. Da für M_S in dieser Arbeit jedoch $1,475 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ statt $1,4 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ angenommen wird, was einer Formanisotropie von $1,37 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3}$ statt $1,23 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3}$ entspricht, unterscheiden sich die Werte von K_{1V} von denen, die in Referenz [60] angegeben sind.

Der Spinreorientierungsübergang der Schichtsysteme, bei dem mit steigendem t_{Co} die leichte Achse der Magnetisierung von der Richtung der Probennormale in Richtung der

6.2 Vergleich der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Substrat	K_{1V} für $t_{Co} < 4$ nm	K_{1V} für $t_{Co} \geq 4$ nm	K_S für $t_{Co} < 4$ nm	K_S für $t_{Co} \geq 4$ nm
SiO ₂	$0,38 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,03$	$0,8 \pm 0,2$
Si ₃ N ₄	$0,61 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,03$	$1,0 \pm 0,2$
Si _{ox}	$0,48 \pm 0,06$	-	$0,82 \pm 0,06$	-

Tabelle 6.1: Volumenanisotropie K_{1V} , angegeben in MJ/m³, und Grenzflächenanisotropien K_S , angegeben in mJ/m², bestimmt durch lineare Anpassung der Anisotropien aus Abb. 6.2. Die gezeigten Werte berücksichtigen die verwendete Korrektur der Formanisotropie ($1,37 \frac{MJ}{m^3}$ statt $1,23 \frac{MJ}{m^3}$) im Vergleich zu den Werten aus [60].

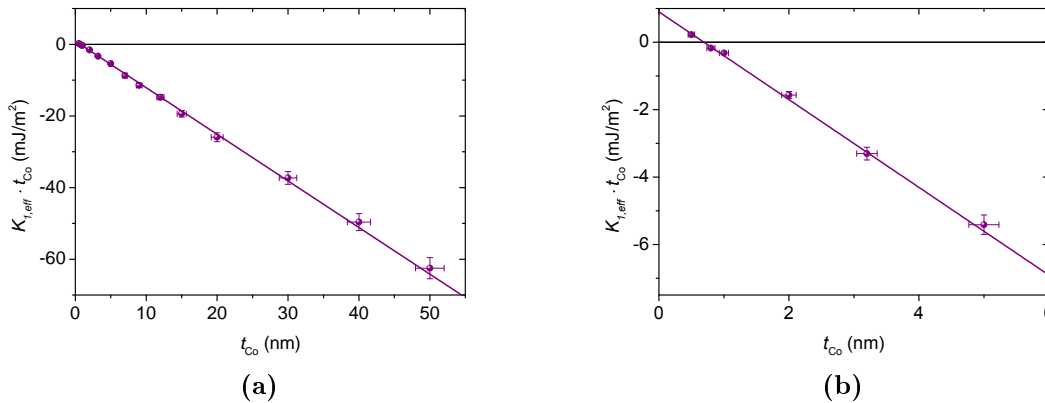


Abbildung 6.3: (a) $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsystemen auf Si₃N₄. Die lineare Anpassung berücksichtigt alle Messwerte. In (b) ist eine Vergrößerung des Bereichs für $t_{Co} \leq 6$ nm gezeigt.

Filmebene wechselt, liegt für SiO₂, Si₃N₄ und Si_{ox} bei $t_{Co} = 1,08 \pm 0,05$ nm, $1,29 \pm 0,05$ nm und $1,85 \pm 0,05$ nm.

Eine Diskussion des $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlaufs im linearen Bereich sowie der daraus resultierenden Werte von K_{1V} und K_S erfolgt in Abs. 6.2.2.

Zusätzlich müssen die zwei Abweichungen vom linearen $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf berücksichtigt werden:

- ein Abfall von $K_{1,eff}$ vom linearen Verhalten für $t_{Co} < 1$ nm auf Si_{ox} und für $t_{Co} < 0,8$ nm auf SiO₂ und Si₃N₄
- eine Änderung der Steigung von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ gegen t_{Co} für $t_{Co} \geq 4$ nm auf SiO₂ und Si₃N₄

Die möglichen Ursachen für diese beiden Phänomene wird in den Abschnitten 6.2.4 und 6.2.3 diskutiert. Zunächst werden die Anisotropiemessungen jedoch mit den Ergebnissen für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme verglichen.

Schichtsystem	K_{1V} für ($t_{Co} < 4$ nm)	K_{1V} für ($t_{Co} \geq 4$ nm)	K_S für ($t_{Co} < 4$ nm)	K_S für ($t_{Co} \geq 4$ nm)
Pd/Co/Pd	$0,07 \pm 0,10$	$0,07 \pm 0,10$	$0,45 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,05$
Pt/Pd/Co/Pd	$0,5 \pm 0,1$	$0,0 \pm 0,2$	$0,39 \pm 0,05$	$1,4 \pm 0,5$

Tabelle 6.2: Grenzflächenanisotropiekonstanten K_S , angegeben in mJ/m^2 , und Volumenanisotropiekonstanten K_{1V} , angegeben in MJ/m^3 , von Pd/Co/Pd- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsystemen auf Si_3N_4 . Für die Schichtsysteme mit Pd-Wachstumslage sind die Werte im gesamten t_{Co} -Bereich identisch. Zur Berechnung von K_{1V} wurde $M_{S,Co} = 1,475 \cdot 10^6$ A/m verwendet.

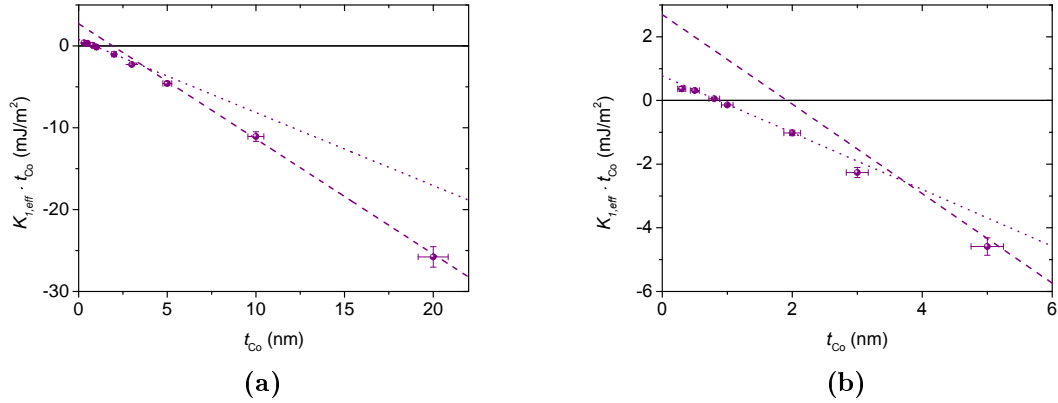


Abbildung 6.4: (a) $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ von Pt 4 nm / Pd 3,5 nm / t_{Co} / Pd 3,5 nm Schichtsystemen auf Si_3N_4 . In (b) ist eine Vergrößerung des Bereichs für $t_{Co} \leq 6$ nm gezeigt.

Pd/Co/Pd In Abb. 6.3 ist der $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf für die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme dargestellt. Im gesamten untersuchten t_{Co} -Bereich, $0,5 \text{ nm} \leq t_{Co} \leq 50 \text{ nm}$, ist ein lineares Verhalten zu beobachten. Dies ermöglicht es, den Verlauf mit Hilfe von Gleichung 2.10 anzupassen, um die Anisotropiebeiträge $K_{1V,eff}$ und K_S zu bestimmen. Die mit Hilfe der Anpassung ermittelten Werte von K_S und K_{1V} sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Wie bereits für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurde eine Formanisotropie von $1,37 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3}$ angenommen. $K_{1V} = 0,07 \pm 0,10 \text{ MJ}/\text{m}^3$ ist dabei deutlich kleiner als für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_3N_4 , während für $K_S = 0,45 \pm 0,05 \text{ mJ}/\text{m}^2$ zumindest bei $t_{Co} < 4 \text{ nm}$ ein vergleichbarer Wert gemessen wird.

Der Spinreorientierungsübergang der Schichtsysteme liegt bei $t_{Co} = 0,72 \pm 0,05 \text{ nm}$.

Pt/Pd/Co/Pd Der $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf für die Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ist in Abb. 6.4 gezeigt. Auffällig ist zunächst, dass wie bereits bei den Pt/Co/Pt-Schichtsystemen ein Abknicken des linearen Verlaufs von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ bei $t_{Co} \approx 4 \text{ nm}$ beobachtet wird, weshalb zwei separate lineare Anpassungen an den Verlauf durchgeführt wurden. Für $t_{Co} < 0,5 \text{ nm}$ tritt ein Abfall vom linearen Verhalten von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ auf, wie es auch für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme für $t_{Co} < 1 \text{ nm}$ auf Si_{ox} und für $t_{Co} < 0,8 \text{ nm}$ auf SiO_2 und Si_3N_4 beobachtet wurde. Der für $t_{Co} = 0,3 \text{ nm}$ gemessene Wert liegt zwar nur knapp

unterhalb des linearen Verlaufs, dennoch ist die Abweichung größer als der berechnete Fehler.

Aufgrund des Abknickens bei $t_{\text{Co}} \approx 4 \text{ nm}$ werden die durch lineare Anpassung ermittelten Anisotropiekonstanten $K_{V,\text{eff}}$ und K_S für $t_{\text{Co}} \geq 4 \text{ nm}$ und $t_{\text{Co}} < 4 \text{ nm}$ getrennt in Tabelle 6.2 angegeben.

$K_{1V} = 0,0 \pm 0,2 \text{ MJ/m}^3$ für $t_{\text{Co}} \geq 4 \text{ nm}$ stimmt innerhalb des Fehlers mit dem Wert überein, welcher für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ermittelt wurde. Der Fehler ist vergleichsweise hoch, da der Wert aus der Anpassung von nur drei Messpunkten bestimmt wurde.

Der für $t_{\text{Co}} \geq 4 \text{ nm}$ ermittelte Wert für $K_S = 1,4 \pm 0,5 \text{ mJ/m}^2$ ist deutlich größer als alle anderen in dieser Arbeit diskutierten Grenzflächenanisotropien und auch größer als alle Werte in der Literatur für Co/Pd und Co/Pt [197, 209]. Doch wie bereits für $K_{V,\text{eff}}$ ist der Fehler durch die Anpassung von nur drei Messpunkten zur Bestimmung von K_S zu groß, um diesen Wert ausführlicher zu diskutieren.

Für $t_{\text{Co}} < 4 \text{ nm}$ wird $K_{1V} = 0,5 \pm 0,1 \text{ MJ/m}^3$ und $K_S = 0,39 \pm 0,05 \text{ mJ/m}^2$ berechnet. Der Spinreorientierungsübergang der Schichtsysteme liegt bei $t_{\text{Co}} = 0,88 \pm 0,05 \text{ nm}$.

6.2.2 $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ im linearen t_{Co} -Bereich

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, lässt sich die Anisotropie der in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme durch Gleichung 2.10 für die Mehrheit der untersuchten Proben gut beschrieben. In diesem Abschnitt wird der $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf der Schichtsysteme in diesem linearen t_{Co} -Bereich und die daraus resultierenden Werte von K_{1V} und K_S diskutiert. Auf die unterschiedlichen t_{Co} -Positionen der Spinreorientierungsübergänge wird nicht genauer eingegangen, da diese direkt mit den $K_{1V,\text{eff}}$ und K_S -Werten zusammenhängen.

In Abs. 6.2.1 wurde gezeigt, dass für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme bei $t_{\text{Co}} \geq 1,0 \text{ nm}$ auf Si_{ox} stets ein höherer Wert von $K_{1,\text{eff}}$ gemessen wird als auf SiO_2 und Si_3N_4 . Dies ist auf den erhöhten Wert von K_S für Si_{ox} für $1,0 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 4,0 \text{ nm}$ zurückzuführen (siehe Tabelle 6.1). Die K_S -Werte für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf den anderen Substraten sowie für die Pd/Co/Pd- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in diesem $1,0 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 4,0 \text{ nm}$ sind hingegen vergleichbar und liegen im Bereich der Literaturwerte.

Für $t_{\text{Co}} > 4,0 \text{ nm}$ wird für diese Schichtsysteme ein stark erhöhter K_S -Wert bestimmt, was jedoch auch durch magnetoelastische Anisotropiebeiträge erklärt werden kann (siehe Abs. 6.2.3).

Die Volumenanisotropiebeiträge K_{1V} im Bereich von $1,0 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 4,0 \text{ nm}$ für alle Pt/Co/Pt- sowie die Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ist im Bereich der für hcp Co in ausgedehnten Festkörpern erwarteten Anisotropie von $0,5 \text{ MJ/m}^3$ (siehe Abs. 2.1.4) und entsprechen somit den Literaturwerten.

Für $t_{\text{Co}} > 4,0 \text{ nm}$ entspricht K_{1V} dieser Schichtsysteme in etwa dem Wert von fcc Co in ausgedehnten Festkörpern von $0,02 \text{ MJ/m}^3$. Der Volumenanisotropiebeitrag K_{1V} für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ist im gesamten untersuchten t_{Co} -Bereich konstant und ebenfalls im Bereich von fcc Co. Im Bereich von $t_{\text{Co}} > 4,0 \text{ nm}$ wird demnach für alle Schichtsysteme ein Wert bestimmt, der auf eine fcc Co-Gitterstruktur schließen lässt. Dies ist

in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Strukturuntersuchungen (siehe Kapitel 5). Ob der veränderte Wert von K_{1V} für Schichtsysteme mit ECR Pt-Wachstumslage auf ein Wachstum des Co in hcp Gitterstruktur oder andere Ursachen zurückzuführen ist, wird in Abs. 6.2.3 diskutiert.

6.2.3 $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verhalten bei $t_{\text{Co}} \approx 4 \text{ nm}$

In diesem Abschnitt soll die Änderung in der Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf SiO_2 und Si_{ox} und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme auf Si_3N_4 für $t_{\text{Co}} \geq 4 \text{ nm}$ diskutiert werden, welches für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme nicht auftritt. Diese Änderung entspricht einer Absenkung von K_{1V} und Erhöhung von K_S für Schichtsysteme mit $t_{\text{Co}} > 4 \text{ nm}$. Die Ursachen hierfür sollen im Folgenden erörtert werden. Es bieten sich mehrere Erklärungsmöglichkeiten an: Ein Übergang von der hcp zur fcc Gitterstruktur mit steigendem t_{Co} , Stapelfehler in der Co-Gitterstruktur, eine Veränderung der Textur sowie Verspannungen des Co und der daraus resultierenden magnetoelastischen Anisotropie.

Übergang hcp zu fcc Gitterstruktur Zunächst soll untersucht werden, ob die Änderung der Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ durch einen Übergang von hcp zur fcc Gitterstruktur erklärt werden kann. Aus den χ -Variationsmessungen (siehe Abb. 5.21), die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist bekannt, dass für große t_{Co} ein fcc Wachstum auftritt. Es könnte daher vermutet werden, dass mit steigendem t_{Co} ein Übergang von einer hcp zu einer fcc Gitterstruktur stattfindet.

Wie in Abs. 6.2.2 beschrieben, entspricht K_{1V} für diese Schichtsysteme für $t_{\text{Co}} < 4 \text{ nm}$ in etwa der magnetokristallinen Anisotropie von hcp Co in ausgedehnten Festkörpern und für $t_{\text{Co}} > 4 \text{ nm}$ ungefähr der von fcc Co in ausgedehnten Festkörpern (siehe Tabelle 6.1 und 6.2). Ein Übergang von (verspanntem) hcp Co zu fcc Co würde demnach die veränderte Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ erklären.

Ein solcher Übergang ist jedoch unwahrscheinlich, da Co bei Raumtemperatur in Festkörpern in der hcp Gitterstruktur wächst, wie in Abs. 5.3 erklärt. Da die Schichtsysteme mit zunehmenden t_{Co} immer mehr einem ausgedehnten Festkörper ähneln, wäre ein Übergang von fcc zu hcp mit steigendem t_{Co} zu erwarten. Ein umgekehrter Übergang ist hingegen energetisch ungünstig. Zudem muss geklärt werden, warum dieser Übergang bei $t_{\text{Co}} \approx 4 \text{ nm}$ und nur für Schichtsysteme mit einer ECR Pt-Wachstumsschicht auftritt. Aus diesen Gründen ist ein Übergang von einer hcp zu einer fcc Gitterstruktur mit steigendem t_{Co} als alleinige Erklärung für die veränderte Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ unwahrscheinlich.

Stapelfehler und paralleles Wachstum von fcc und hcp Auch Stapelfehler und ein gleichzeitiges Wachstum von fcc und hcp Gitterstrukturen können zu einer Änderung in der Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ führen, wie im Folgenden erklärt wird. Dazu sollte dar-

an erinnert werden, dass sowohl durch das Wachstum in der hcp [001] Richtung als auch durch das Wachstum in der fcc [111] Richtung eine dichteste Kugelpackung entsteht. Der Unterschied besteht darin, dass für hcp [001] eine *ABAB* Reihenfolge und für fcc [111] eine *ABCABC* Reihenfolge der hexagonalen Gitterebenen auftritt. Durch Stapelfehler kann daher aus einer *ABA* Abfolge eine *ABC* Reihenfolge und so zumindest lokal ein hcp Gitter in ein fcc Gitter transformiert werden. Eine lokale Transformation eines fcc Gitters in ein hcp Gitter ist ebenso möglich. Letzteres führt aufgrund der höheren magnetokristallinen Anisotropie von hcp Co im Vergleich zu fcc Co zu einer Erhöhung von K_{1V} des gesamten Gitters. Da Co-Schichten mit Dicken von 0,8 - 4 nm nur aus etwa 4 - 20 Monolagen Co bestehen, führen bereits wenige Stapelfehler zwischen diesen Monolagen zu einer sichtbaren Änderung in der Anisotropie.

Beim Wachstum von Co auf Pt werden Stapelfehler häufig beobachtet, zum Beispiel in [134, 163, 166, 168, 218]. Um die beobachtete Änderung in der Steigung von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ (t_{Co}) zu erklären, muss jedoch folgende Annahme getroffen werden: Zwischen $t_{\text{Co}} = 0,8$ - 4 nm bleibt die Dichte der Stapelfehler praktisch konstant. Ab $t_{\text{Co}} = 4$ nm fängt das Co an mit einer reduzierten Zahl an Stapelfehler wachsen.

Ein gleichzeitiges Wachstum von fcc und hcp Co in unterschiedlichen Kristalliten der Probe würde ebenfalls in einem K_{1V} resultieren, das zwischen den Werten von fcc und hcp Co liegt. Um die beobachtete Änderung der Steigung mit gleichzeitigem Wachstum der beiden Gitterstrukturen zu erklären, muss jedoch die Annahme getroffen werden, dass bei $t_{\text{Co}} \approx 4$ nm eine Veränderung im Verhältnis von hcp Kristalliten zu fcc Kristalliten auftritt.

Diese Annahmen können mit den durchgeführten Strukturuntersuchungen nicht überprüft werden. Nach aktuellem Wissensstand existieren keine Publikationen die das Wachstum von Co auf Pt für diesen Bereich von t_{Co} strukturell untersuchen, so dass ein Vergleich mit anderen Untersuchungen nicht möglich ist.

Textur - Magnetokristalline Anisotropie Ein deutlicher Unterschied bei der Verwendung von ECR-Sputterdeposition und DC-Magnetron-Sputterdeposition ist, dass für die Herstellung der Wachstumslagen die resultierende Textur für ECR Pt-Wachstumslagen größer ist [171]. Um das beobachtete Abknicken von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ (t_{Co}) bei $t_{\text{Co}} \approx 4$ nm mit der Textur zu erklären, muss vorausgesetzt werden, dass sich die Textur der Co-Schicht der Schichtsysteme mit ECR-Wachstumslage in diesem t_{Co} -Bereich ändert. In Abs. 5.3.5 wurde gezeigt, dass für diese Schichtdicken die Textur nur für die Pt-Schichten und nicht für die Co-Schicht nachweisbar ist. Unter der Annahme von säulenartigem Wachstum wäre zu vermuten, dass das in etwa konstante Verhalten von $b_{\omega,\text{Pt}}$ in diesem t_{Co} -Bereich auch für $b_{\omega,\text{Co}}$ gültig ist. Die Tatsache, dass $b_{\omega,\text{Pt}} > b_{\omega,\text{Co}}$ für $t_{\text{Co}} \geq 15$ nm gilt, zeigt jedoch, dass $b_{\omega,\text{Pt}}$ für kleine t_{Co} nicht das selbe Verhalten wie $b_{\omega,\text{Co}}$ zeigen muss. Eine Veränderung der Textur der Co-Schicht in diesem t_{Co} -Bereich wäre daher denkbar.

Aufgrund der Tatsache, dass eine Veränderung der Textur einer Verkippung der Gitterachsen der Schichtsysteme bezüglich der Wachstumsrichtung entspricht, kann sich die magnetokristalline Anisotropie allerdings nur um einen Betrag in der Größenordnung

von K_{1V} ändern. Da in allen untersuchten Schichtsystemen fcc Co nachgewiesen wurde könnte es auf diese Weise nur zu einer Änderung der Anisotropie von etwa $K_{V,fcc} = 0,02 \frac{MJ}{m^3}$ kommen, was viel zu klein ist, um die beobachtete Steigungsänderung zu erklären.

Magnetoelastische Anisotropie - ECR Wachstumslage Im Folgenden soll eine Änderung der Verspannung des Co als Ursache für die veränderte Steigung von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ (t_{Co}) diskutiert werden. Da eine solche Veränderung der Steigung für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme nicht auftritt, ist die naheliegendste Vermutung daher eine Verspannung der ECR-Wachstumslagen, die zu einer Verspannung der darüber liegenden Co-Schicht führt. Ein Vergleich von Abb. 5.17 und Abb. 5.32 zeigt, dass mit XRD-Messungen in der Tat eine Verspannung des mit ECR aufgetragendem Pt zu beobachten ist, während das mit DC-Magnetron aufgetragene Pd innerhalb des Fehlers dem Wert für Pd in in ausgedehnten Festkörpern entspricht.

Folgt man dieser Erklärung, sollte theoretisch für die Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme mit XRD eine Verspannung des Pd nachweisbar sein. Praktisch ist jedoch eine Trennung von Pt und Pd aufgrund des Interferenzsignals schwierig. Zu diesem Zweck wäre es sinnvoll, in Zukunft XRD-Messungen dieser Schichtsysteme an einer Beamline durchzuführen, um ein möglichst starkes Signal der Reflexe zu bekommen.

Textur - Magnetoelastische Anisotropie Es wurde bereits gezeigt, dass eine Änderung der Textur der Co-Schicht bei $t_{Co} \approx 4$ nm zwar möglich ist, die daraus resultierende Änderung der magnetokristallinen Anisotropie jedoch zu klein wäre, um die Änderung in der Steigung von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ (t_{Co}) zu erklären. Allerdings kann die Textur einen Einfluss auf die magnetoelastische Anisotropie und damit $K_{V,eff}$ und K_S haben. Dies soll hier am Beispiel des Wachstums von Co fcc(311) auf einem Pd fcc(111) Gitter erläutert werden. Wächst Co fcc(311) auf einem Pd fcc(111) Gitter, so kommt es zu anderen Verspannungen, als dies beim Wachstum von Co fcc(111) auf Pd fcc(111) der Fall ist. Die (111) Ebene kann durch die Vektoren $[0\bar{1}1]$ und $[10\bar{1}]$ aufgespannt werden. Für die (311) Ebene werden in diesem Beispiel die Vektoren $[0\bar{1}1]$ und $[\frac{1}{3}0\bar{1}]$ verwendet. In Richtung $[0\bar{1}1]$ ist das Wachstum eines fcc(111) Gitters auf einem fcc(311) Gitter nicht von dem Wachstum auf einem weiteren fcc(111) Gitter zu unterscheiden. In Richtung $[10\bar{1}]$ ist der Abstand zum nächsten Gitterpunkt in der fcc(311) Ebene jedoch mehr als doppelt so groß ($\sqrt{10}/\sqrt{2}$) wie in der fcc(111) Ebene. Bei der Betrachtung eines einzelnen Kristallits ist demnach $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. Durch die polykristalline Struktur der in dieser Arbeit diskutierten Schichtsysteme wird allerdings bei Betrachtung des gesamten Schichtsystems kein Unterschied zwischen den Verspannungen in einzelnen Richtungen in der Filmebene sondern eine Mittlung von ϵ_1 und ϵ_2 erwartet. Dies resultiert in einer Veränderung von K_{me} im Vergleich zum Wachstum eines fcc(111) auf einem fcc(111) Gitter.

Das Wachstum von Co fcc(311) auf einem Pd fcc(111) Gitter dient nur als Beispiel, um zu zeigen, wie die Textur über die magnetoelastische Anisotropie einen Einfluss auf $K_{V,eff}$

und K_S haben kann. Dieser Einfluss der Textur auf die Anisotropie ist daher genauso für das Wachstum in anderen Richtungen anwendbar. Ein solcher Einfluss der Textur auf die magnetoelastische Anisotropie könnte demnach, unter der Voraussetzung dass es bei $t_{Co} \approx 4$ nm zu einer Änderung der Textur der Co-Schicht kommt, das beobachtete Verhalten von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ erklären.

In diesem Abschnitt wurde diskutiert, ob die Änderung der Steigung von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ für $t_{Co} \geq 4$ nm für Schichtsysteme mit ECR Pt-Wachstumslage durch einen Übergang von fcc zu hcp Wachstum, auf Stapelfehler, die Textur der Schichtsysteme oder auf eine Verspannung des Co zurückzuführen ist. Ein Übergang von fcc zu hcp Wachstum ist in dieser Richtung ebenso wie eine Abnahme von Stapelfehlern bei $t_{Co} \geq 4$ nm mit den verwendeten Methoden nicht nachweisbar. Die Abhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropie von der Textur ist für fcc Co zu klein, um als Erklärung zu dienen. Damit ist eine durch die ECR Wachstumsschicht erzeugte Änderung der Verspannung der Co-Schicht bei $t_{Co} = 4$ nm die wahrscheinlichste Erklärung. Eine solche Änderung könnte möglicherweise durch eine von der Wachstumsschicht vorgegebene Änderung in der Textur verursacht werden.

6.2.4 $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf für $t_{Co} < 1$ nm

In diesem Abschnitt soll der Abfall von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ vom linearen Verhalten für kleine t_{Co} diskutiert werden. Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, wurde dieses Verhalten sowohl für Pt/Co/Pt- als auch für Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme beobachtet. Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme tritt dieser Abfall für $t_{Co} < 1$ nm auf Si_{ox} und für $t_{Co} < 0,8$ nm auf SiO_2 und Si_3N_4 auf, während er für Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme für $t_{Co} < 0,5$ nm beobachtet wurde. Für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wird ein Abfall von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ vom linearen Verhalten für kleine t_{Co} im untersuchten t_{Co} -Bereich nicht beobachtet. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass ein solches Abknicken für $t_{Co} < 0,5$ nm auftritt.

In der Literatur gibt es eine Reihe von Erklärungsversuchen für dieses Phänomen. Lin et al. [33] beobachteten ein Abknicken von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ bei etwa 0,3 nm für Co/Pt-Multilagen, welche mit Elektronenstrahlverdampfen hergestellt wurden. Als Ursache führten die Autoren eine mögliche Reduktion der Curie Temperatur an. Außerdem wurde vermutet, dass eine Trennung der Anisotropie in Volumen- und Grenzflächenbeiträge nach Gleichung 2.10 für Schichtsysteme mit $t_{Co} = 0,3$ nm möglicherweise nicht mehr sinnvoll ist.

Hashimoto et al. [30] untersuchten Co/Pt-Multilagen, die mit DC Magnetronspattern hergestellt wurden. Dabei wurde, abhängig vom Ar-Druck während des Herstellungsprozesses, ein Abknicken bei $t_{Co} = 0,3 - 0,5$ nm beobachtet. Dies erklärten Hashimoto et al. mit der Interdiffusion der Co- mit den Pt-Schichten.

Zeper et al. [31] stellten Co/Pt-Multilagen mit Hilfe des Elektronenstrahlverdampfens her. Unterhalb von $t_{Co} = 0,7$ nm wurde ebenfalls ein Abfall von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ beobachtet, was darauf zurückgeführt wurde, dass ab dieser Dicke t_{Co} der Grenzflächenrauigkeit entspricht. Für sehr dünne Multilagen führe dies zu einem inselartigen Wachstum des Co

und somit einer Absenkung von K_S .

Die Co/Pt-Schichtsysteme von Canedy et al. [153] wurden ebenfalls mit Magnetronspütern hergestellt. Die Autoren beobachteten ein Abknicken der Anisotropie schon bei etwa $t_{Co} = 0,8 - 1,0$ nm. Sie verwiesen zur Erklärung auf das van der Merwe Modell [41, 42], welches das Abknicken durch einen Wechsel von kohärenter zu inkohärenter Verspannung erklärt (siehe Abs. 2.1.6).

Die vorgestellten Veröffentlichungen sind nur beispielhaft für die unterschiedlichen Erklärungen, die für das Abknicken von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ von Co/Pt-Schichtsystemen in der Literatur angegeben werden. Es existieren noch eine ganze Reihe weiterer Veröffentlichungen, die dieses Phänomen beschreiben, beispielsweise [32, 138, 149, 156, 216]. Die angegebenen Erklärungen unterscheiden sich jedoch nicht von den oben beschriebenen. Für Co/Pd-Schichtsysteme wird hingegen häufig auch bei kleinen t_{Co} ein lineares $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verhalten beobachtet [3, 27, 29, 30, 197, 199]. In manchen Fällen kommt es allerdings auch bei Co/Pd-Multilag zu einem Abknicken von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ bei kleinen $t_{Co} < 1$ nm [30, 217]. Wird der $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf von Co/Pd-Multilag jedoch mit Co/Pt-Multilag verglichen, wie zum Beispiel in Referenz [30], tritt das Abknicken bei Co/Pd jedoch erst bei kleineren t_{Co} als bei Co/Pt auf.

Der $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlauf der in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme bei kleinen t_{Co} ist demnach in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Literatur. Für die Ursache dieses Verhaltens gibt es jedoch mehrere Erklärungen. Da in der vorliegenden Arbeit umfangreiche Strukturuntersuchungen durchgeführt wurden, können diese verwendet werden, um die Ursache dieses Verhaltens zu verifizieren. Im Folgenden werden daher mögliche Ursachen diskutiert und mit Hilfe der Ergebnisse der Strukturuntersuchungen korreliert.

Grenzflächenrauigkeit Zunächst soll die Grenzflächenrauigkeit als mögliche Ursache erörtert werden.

Zwar entspricht die Addition der in Tabelle 5.1 angegebenen σ -Werte ober- und unterhalb der Co-Schicht für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme in etwa den Abknickpunkten von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ in Abb. 6.2(b). Da jedoch, wie in Kapitel 5 festgestellt, der Anteil der Rauigkeit an der Grenzflächenbreite σ nur etwa 0,15 nm ausmacht und σ hauptsächlich durch Interdiffusion an der Grenzfläche dominiert wird, ist die Rauigkeit deutlich kleiner als diese t_{Co} -Werte. Zusätzlich wurde für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme kein Abfall bei kleinen t_{Co} beobachtet, obwohl höhere Werte für σ gefunden wurden (siehe Abs 5.4.1).

Die Grenzflächenrauigkeit kommt demnach nicht als alleinige Erklärung für den Abfall von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ vom linearen Verhalten für kleine t_{Co} in Frage.

Magnetoelastische Anisotropie (Pt/Co/Pt) Im Folgenden soll untersucht werden, in wie weit mit Hilfe des van der Merwe Modells [41] die magnetoelastische Anisotropie als Erklärung herangezogen werden kann (siehe Abs. 2.1.6). Dabei muss zunächst berücksichtigt werden, dass dieses Modell normalerweise nur für Schichtsysteme mit kleinem Unterschied zwischen den Gitterkonstanten ($\eta \ll 0,1$) verwendet wird [35, 42], da zu

große η dazu führen, dass Versetzungslinien bereits in der ersten Lage der Schicht auftreten. Für Co/Pt liegt hingegen ein Unterschied der Gitterkonstanten von $\eta_{\text{Co/Pt}} = 0,11$ und für Co/Pd $\eta_{\text{Co/Pd}} = 0,10$ vor.

Dennoch wird ein kohärenter Verspannungsbereich auch für Schichtsysteme beobachtet, die ein vergleichbares η aufweisen. Ein solcher Nachweis wurde beispielsweise von Enders et al. [219] für Fe auf W(100) ($\eta = 0,101$) durchgeführt. Die kritische Dicke liegt in diesem Fall bei etwa 3,5 ML. Unterhalb dieser Dicke wies Enders eine Verspannung von etwa 5,3 % nach. Auch für größere Dicken bis zu 70 nm wurde noch eine Verspannung von etwa 0,2 % beobachtet. Im Bezug auf die in dieser Arbeit untersuchten Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme kann ein Übergang von einer kohärenten zu einer inkohärenten Verspannungsregion bei Schichtdicken über 0,8 nm daher nicht ausgeschlossen werden.

Unter der Annahme, dass für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf Si_{ox} und SiO_2 ein solcher Übergang vorliegt und die kritische Dicke für Si_{ox} zu höheren t_{Co} verschoben ist, würde dies nicht nur das Abknicken von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ sondern auch die höhere Anisotropie für Schichtdicken über $t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$ auf Si_{ox} im Vergleich zu den anderen Substraten erklären, da ein höherer magnetoelastischer Beitrag zur Gesamtanisotropie vorliegt. Um das van der Merwe Modell als Erklärung für das Abknicken von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ und den erhöhten Wert der bestimmten Grenzflächenanisotropie K_S auf Si_{ox} zu verwenden (siehe Gleichung 2.13), muss jedoch geklärt werden, warum ein Unterschied in der kritischen Dicke zwischen den Substraten auftritt.

In Abs. 5.3.3 wurde gezeigt, dass die Gitterabstände in Wachstumsrichtung der Pt (PtSi) Schichten auf Si_{ox} mit $d_{\text{Pt}(111),\text{Si}_{\text{ox}}} = 0,2269 \pm 0,0003 \text{ nm}$ leicht kleiner als auf SiO_2 mit $d_{\text{Pt}(111),\text{SiO}_2} = 0,2278 \pm 0,0003 \text{ nm}$ sind. Um abzuschätzen, wie groß der Einfluss dieser Differenz von d auf die Anisotropie ist, wird der Grenzfall einer Co-Schicht angenommen, die in der Grenzflächenebene vollständig in der (verspannten) Gitterkonstante des Pt wächst. Um die Verspannung des Pt in der Probenebene und die daraus resultierende Verspannung des Co in der Ebene zu berechnen, verwendet man erneut das Prinzip der elastischen Reaktion (Gleichung 5.4)¹. Mit der Gleichung [22]

$$K_{V,me}^{\text{hcp}(001)} = (B_1^{\text{hcp}} + 2B_3^{\text{hcp}})\epsilon_0 + B_2^{\text{hcp}}\epsilon_3, K_{V,me}^{\text{fcc}(111)} = B_2^{\text{fcc}}(\epsilon_0 - \epsilon_3) \quad (6.1)$$

kann aus dieser Verspannung die magnetoelastische Anisotropie für dünne Filmsysteme in den Ausrichtungen hcp(001) und fcc(111) berechnet werden. Die magnetoelastischen Kopplungskonstanten für hcp Co für einen Volumenkristall sind $B_1^{\text{hcp}} = -8,1 \text{ MJ/m}^3$, $B_2^{\text{hcp}} = -29 \text{ MJ/m}^3$ und $B_3^{\text{hcp}} = 28,2 \text{ MJ/m}^3$ [49]. Um die B_i für fcc Co zu bestimmen werden für gewöhnlich die Werte für eine $\text{Co}_{1-x}\text{Pd}_x$ -Legierung mit sich verändernder Komposition gemessen und diese für $x = 1$ extrapoliert. Die Bestimmung von B_2^{fcc} ist daher mit einem größeren Fehler behaftet, man erhält $B_2^{\text{fcc}} = 8 - 26 \text{ MJ/m}^3$ [221, 222]. Für die vorliegenden Pt/Co/Pt-Schichtsysteme erhält man damit etwa $K_{V,me} = 1 - 4 \text{ MJ/m}^3$. Bei der Berechnung der Verspannungsenergie nach Gleichung 6.1 wird allerdings davon

¹Dies erfordert die Kenntnis der elastischen Konstanten des Pt. Unter Verwendung von $c_{11}^{\text{Pt fcc}} = 346,7 \text{ GPa}$, $c_{12}^{\text{Pt fcc}} = 250,7 \text{ GPa}$ und $c_{44}^{\text{Pt fcc}} = 76,5 \text{ GPa}$ [220] ergibt sich $\epsilon_3^{\text{Pt fcc}} = -1,21 \epsilon_0^{\text{Pt fcc}}$

ausgegangen, dass die gesamte Co-Schicht gleichmäßig verspannt ist. Kommt es jedoch, wie vom van der Merwe Modell vorhergesagt, mit steigendem t_{Co} zu einem Wechsel von kohärenter zu inkohärenter Verspannung, ist diese Annahme nur unterhalb von t_C gültig. Oberhalb von t_C zeigt die magnetoelastische Anisotropie die gleiche $1/t_{Co}$ -Abhängigkeit wie die Grenzflächenanisotropie. Die Stärke der magnetoelastischen Anisotropie oberhalb von t_C kann durch $K_{S,me} = K_{V,me} \cdot t_{Co}$ abgeschätzt werden. Nimmt man $t_C = 1,0$ nm an, was im Fall von Si_{ox} dem Abknickpunkt von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ entspricht, so erhält man $K_{S,me} = 1 - 4$ mJ/m². Für $t_C = 0,8$ nm, was dem Fall von SiO_2 und Si_3N_4 entspricht, erhält man einen um $\Delta K_S = 0,2 - 0,8$ mJ/m² geringeren Wert von $K_{S,me}$. Dies liegt im Bereich des Unterschieds $\Delta K_S = 0,28$ mJ/m² zwischen Si_{ox} und SiO_2 aus Tabelle 6.1.

Magnetoelastische Anisotropie (Pt/Pd/Co/Pd) Für Pd ist der Abstand der Gitterebenen in der [111]-Richtung mit 0,2246 nm für ein nicht verspanntes Gitter kleiner als für Pt. Da die kritische Dicke t_C invers proportional zu η ist, also $t_C \propto 1/\eta$ [35, 42], würde ein größeres t_C als für Pt/Co/Pt erwartet. Stattdessen tritt der Abfall von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ bei kleineren t_{Co} als für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf.

Um dies zu erklären, sollte zunächst berücksichtigt werden, dass für $t_{Co} \leq 0,8$ nm die Co-Schichtdicken der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in der Größenordnung der Grenzflächenbreiten σ liegen (siehe Abs. 5.4.1). In diesem Fall wird demnach hauptsächlich eine CoPd-Legierung und keine reinen Co-Lagen erwartet. Daher ist es erstaunlich, dass das Modell aus Gleichung 2.10, welches die Durchmischung überhaupt nicht berücksichtigt, für $t_{Co} \geq 0,5$ nm dennoch eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten erzielt, wie häufig für Co/Pd beobachtet.

Eine mögliche Erklärung für den linearen Verlauf von $K_{1,eff} \cdot t_{Co}$ in diesem t_{Co} -Bereich findet sich in den magnetoelastischen Konstanten von Co, CoPt und CoPd. Unter der Annahme, dass bei $t_{Co} = 0,5$ nm das Co vollständig mit dem umgebenden Pd legiert, befindet sich diese CoPd-Legierung zwischen der Pd-Deck- und -Wachstumsschicht und ist daher verspannt, sofern diese Verspannung nicht sofort durch Versetzungslinien abgebaut wird. Die Gitterkonstante der CoPd-Legierung kann in erster Näherung mit Vegards Gesetz [223] ermittelt werden. Demnach wird für den Spezialfall eine $Co_{0,5}Pd_{0,5}$ -Legierung eine Gitterkonstante $a_{Co_{0,5}Pd_{0,5}}$ postuliert, welche einer Mittlung der Gitterkonstanten beider Materialien entspricht. Für $a_{Co} = 0,353$ nm und $a_{Pd} = 0,389$ nm erhält man demnach $a_{Co_{0,5}Pd_{0,5}} = 0,371$ nm. Da sowohl Pd als auch Co in unseren Schichtsystemen in fcc Struktur wachsen, kann von einer fcc Struktur der $Co_{0,5}Pd_{0,5}$ -Legierung ausgegangen werden. Dies wurde auch in experimentellen Untersuchungen gezeigt [146].

Wenn beim Aufwachsen der $Co_{0,5}Pd_{0,5}$ -Legierung auf der Pd-Lage keine Änderung der Wachstumsrichtung auftritt, entspricht die Veränderung in a auch dem Unterschied des Atomabstandes in der Wachstumsebene. Da die $Co_{0,5}Pd_{0,5}$ -Schicht wesentlich dünner als die beiden Pd-Schichten ist, kann in erster Näherung davon ausgegangen werden, dass die durch unterschiedliche Gitterabstände nur die $Co_{0,5}Pd_{0,5}$ -Legierung verspannt wird. Für diesen Fall erhält man $\epsilon_{0,Co_{0,5}Pd_{0,5}} \approx 5\%$. Um aus dieser Verspannung die resultierende Anisotropie zu berechnen wird die Magnetostruktionskonstante λ_{111} für CoPd

benötigt. Diese wurden für CoPd-Legierungen mit unterschiedlicher Zusammensetzung von H. Takahashi bestimmt [222]. Für $\text{Co}_{0,5}\text{Pd}_{0,5}$ ermittelte Takahashi $\lambda_{111,\text{CoPd}} = -1,2 \cdot 10^{-4}$. Um daraus die B_2 Konstante zu bestimmen wird die Gleichung [49]

$$\lambda_{100} = -\frac{2}{3} \frac{B_1}{c_{11} - c_{12}}, \lambda_{111} = -\frac{1}{3} \frac{B_2}{c_{44}} \quad (6.2)$$

verwendet. Daher ist es notwendig, die elastische Steifheit c_{ij} der CoPd Legierung zu kennen. Als Näherung wird die Konstante für fcc Co, $c_{44}^{\text{fcc}} = 128$ GPA, verwendet. Damit berechnet sich $B_{2,\text{CoPd}} = 46$ MJ/m³. Diese Konstante ist größer als der Wert für fcc Co, $B_{2,\text{fcc Co}} = 8 - 26$ MJ/m³ und auch größer als der Wert für eine vergleichbare $\text{Co}_{0,5}\text{Pt}_{0,5}$ -Legierung $B_{2,\text{CoPt}} = 8$ MJ/m³, die sich ebenfalls aus den Messungen von Takahashi et al. berechnen lassen². Allgemein zeigen die Messungen von Takahashi et al., dass $\lambda_{\text{CoPd}} \gg \lambda_{\text{CoPt}}$ für $\text{Co}_{1-x}\text{Pd}_x$ - beziehungsweise $\text{Co}_{1-x}\text{Pd}_x$ -Legierungen mit beliebigen $0 < x < 1$ gilt. Dies zeigt, dass bei gleicher Verspannung CoPd eine wesentlich stärkere magnetoelastische Anisotropie aufweist als pures fcc Co oder CoPt, da für CoPd eine größere Magnetostriktion auftritt.

Um eine Abschätzung der magnetoelastischen Anisotropie von $\text{Co}_{0,5}\text{Pd}_{0,5}$ zu bekommen, wird Gleichung 6.1 verwendet, wobei ϵ_3 mit Hilfe von Gleichung 5.4 berechnet wird. Man erhält $K_{\text{me,CoPd}} \approx 4$ MJ/m³ für eine Verspannung von $\epsilon_0 \approx 5\%$. $K_{\text{me,CoPd}}$ ist etwa eine Größenordnung größer als die berechneten Anisotropiekonstante K_{1V} . Die reale Verspannung der Legierung muss demnach viel kleiner sein, als dies für ein vollständig epitaktisches Wachstum erwartet würde. Auf den $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf angewendet heißt das, dass durch die höhere magnetokristalline Anisotropie der CoPd-Legierungen der Abfall des Verlaufs ausgeglichen wird.

Zudem ist die Breite der Legierungszone für $t_{\text{Co}} > \sigma$ unabhängig von t_{Co} , wie die XRR Untersuchungen zeigen. Dies hat zur Folge, dass für den $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf der Anisotropieanteil durch die CoPd-Legierung, egal ob magnetoelastischen oder magnetokristallinen Ursprungs, als ein effektiver Grenzflächenanteil wahrgenommen wird. Infolgedessen ist eine klare Trennung der Anisotropiebeiträge der Néelschen Grenzflächenanisotropie sowie dem Anisotropiebeitrag durch CoPd-Legierungsbildung mit den verwendeten Methoden nicht möglich. Zwar sollte es zu einem Abknicken von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ kommen, wenn die Menge des aufgetragenen Co nicht mehr ausreicht um die beobachtete Legierungsdicke zu erreichen. Allerdings können in diesem t_{Co} -Bereich die Schichtsysteme auch nicht mehr ohne Weiteres mit dem Néelschen Modell beschrieben werden, da zur Unterscheidung zwischen Grenzfläche und Volumenkörper mindestens 3 Co-Schichten notwendig sind. Da 0,5 nm Co in der [111] Richtung etwa 2,5 Monolagen entspricht, ist das Néelsche Modell bereits für Probe mit dieser Dicke nicht mehr problemlos anwendbar. Aus diesem Grund ist eine quantitative Berechnung der erwarteten Anisotropie der Schichtsysteme in diesem t_{Co} -Bereich mit den hier vorgestellten Methoden nicht möglich.

Der Unterschied im Verhalten von $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ bei kleinen t_{Co} von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen kann demnach durch unterschiedliche Magnetostraktionskonstanten der CoPt- und CoPd-Legierungen an den Grenzflächen erklärt werden. Diese

²Takahashi misst für eine $\text{Co}_{0,5}\text{Pt}_{0,5}$ Legierung $\lambda_{111,\text{CoPt}} = -0,2 \cdot 10^{-4}$.

Legierungen beinhalten zusätzliche magnetoelastische Anisotropiebeiträge, die den durch das van der Merwe Modell erwarteten $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf verändern. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Untersuchung des Alterungseffekts der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme (siehe Abs. 7.3), die trotz einer Veränderung der Grenzflächeneigenschaften innerhalb des Fehlers keinen Einfluss der Alterung auf die Anisotropie zeigen.

6.3 Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

In diesem Abschnitt wird die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen erörtert und mit den Ergebnissen der Temperaturabhängigkeit der Gitterabstände in Wachstumsrichtung (siehe Abs. 5.5) korreliert.

In Abs. 6.3.1 werden die Messungen von $K_{1,\text{eff}}(T)$ für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme präsentiert. Abs. 6.3.2 beschäftigt sich mit dem Einfluss von t_{Co} auf $K_{1,\text{eff}}(T)$ und in Abs. 6.3.3 wird ein kurzer Vergleich mit ersten Messungen an einem Pd/Co/Pd-Schichtsystem gezeigt.

6.3.1 Messung von $K_{1,\text{eff}}(T)$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit $t_{\text{Co}} = 2, 6$ und 20 nm wurden bereits Messungen der magnetischen Anisotropie in Abhängigkeit von der Temperatur durchgeführt und diskutiert [60]. Zusätzlich wurde eine solche Messung der Anisotropie für ein weiteres Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm durchgeführt. Während die Anisotropie der Proben mit $t_{\text{Co}} = 2, 6$ und 20 nm durch Anpassung von AHE Messungen mit Hilfe von Gleichung 3.3 erfolgte, wurde für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm die Bestimmung der Anisotropie mit Hilfe einer quadratischen Anpassung von $R(H_{\text{trans}})$ mit Hilfe von [224]

$$R(H_{\text{trans}}) = R_{\perp} + \Delta R_{\text{AMR}} \cdot \left(\frac{\mu_0 H M_S}{2K_{\text{eff}}} \right)^2 \quad (6.3)$$

im Bereich von etwa $-0,2 - 0,2$ T durchgeführt. $R(H_{\text{trans}})$ ist der Längswiderstand in transversaler Geometrie (siehe Abs. 3.4) und ΔR_{AMR} die Widerstandsdifferenz durch den AMR (siehe Abs. 2.3.1). Im Folgenden wird nur eine Diskussion der Anisotropiekonstanten erster Ordnung K_1 durchgeführt, da bereits in Referenz [60] nachgewiesen wurde, dass die Anisotropiekonstante zweiter Ordnung K_2 für den gesamten untersuchten Temperaturbereich von $2 - 300$ K und für alle untersuchten t_{Co} konstant bleibt.

In Abb. 6.5(a) ist die Anisotropiekonstante erster Ordnung in Abhängigkeit von der Temperatur T dargestellt. Für alle t_{Co} kann eine lineare Anpassung den Verlauf gut beschreiben. Nur für $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm bleibt $K_{1,\text{eff}}$ für $T \leq 10$ K zunächst innerhalb des Fehlers konstant, bevor es für $T > 10$ K zu einem linearen Anstieg kommt. Die Steigung

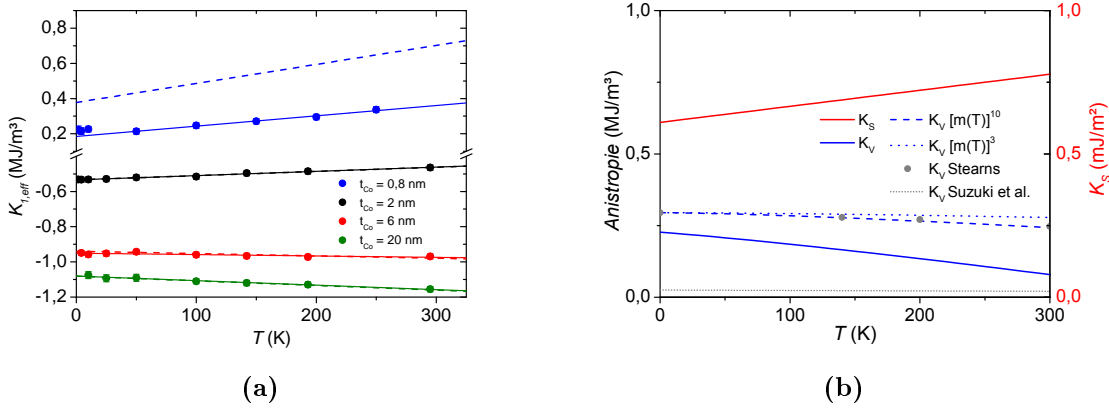


Abbildung 6.5: (a) Magnetische Anisotropie $K_{1,\text{eff}}(T)$ von Pt 5 nm / t_{Co} / Pt 3 nm Schichtsystemen auf SiO_2 mit $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm, 2 nm, 6 nm und 20 nm in Abhängigkeit von der Temperatur T . Die Messwerte für $t_{\text{Co}} = 2, 6$ und 20 nm sind aus Referenz [60] übernommen. Lineare Anpassungen der Verläufe sind als durchgezogene Linien dargestellt. Für $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm wurden nur die Werte mit $T \geq 50$ K angepasst. Die gestrichelten Linien zeigen mit Hilfe von Gleichung 6.6 berechnete $K_{1,\text{eff}}(T)$ -Verläufe (siehe Text). (b) $K_{1V}(T)$ (blaue durchgezogene Linie) und $K_{1S}(T)$ (rote durchgezogene Linie) berechnet mit Gleichung 6.6 aus den Verläufen in (a) mit $t_{\text{Co}} = 2$ und 20 nm verglichen mit extrapolierten $K_{1V}(T)$ von Co in in ausgedehnten Festkörpern aus Referenz [20] (graue Punkte), $K_{1V}(T)$ von 100 nm dicken Co-Schichten von Suzuki et al. [24] (graue gestrichelte Linie) und den mit Gleichung 6.4 berechneten theoretischen Werten (blaue gestrichelte und gepunktete Linien).

der linearen Anpassung an $K_{1,\text{eff}}(T)$ ist abhängig von t_{Co} . Während für $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm und 2 nm ein Anstieg von $K_{1,\text{eff}}(T)$ mit steigender Temperatur beobachtet wird, kommt es für $t_{\text{Co}} = 6$ nm und 20 nm zu einem Abfall von $K_{1,\text{eff}}(T)$ mit steigender Temperatur. Der Anstieg der Anisotropie bei Erwärmung der Probe in dem untersuchten Temperaturbereich beträgt $\Delta K_{1,\text{eff}} = 140 \text{ kJ/m}^3$ für $t_{\text{Co}} = 0,8$ nm und $\Delta K_{1,\text{eff}} = 70 \text{ kJ/m}^3$ für $t_{\text{Co}} = 2$ nm. Für die Schichtsysteme mit größeren Co-Dicken beträgt der Abfall der Anisotropie bei Erwärmung der Probe in dem untersuchten Temperaturbereich $\Delta K_{1,\text{eff}} = 20 \text{ kJ/m}^3$ für $t_{\text{Co}} = 6$ nm und $\Delta K_{1,\text{eff}} = 80 \text{ kJ/m}^3$ für $t_{\text{Co}} = 20$ nm. Insgesamt kommt es also zu einem Abfall der Steigung der linearen Anpassung an $K_{1,\text{eff}}(T)$ mit zunehmendem t_{Co} .

6.3.2 Einfluss von t_{Co} auf $K_{1,\text{eff}}(T)$

Vergleich mit der Literatur Um die beobachteten Werte von $\Delta K_{1,\text{eff}}(T)$ einzuordnen, ist es zunächst sinnvoll, einen Vergleich mit den Messungen für Co in der Literatur vorzunehmen. Für Co in ausgedehnten Festkörpern mit hcp Gitterstruktur bleibt die magnetokristalline Anisotropie $K_{1V,\text{uni}}^{\text{hcp}}$ bis etwa 100 K konstant. Bei größeren Temperaturen wird hingegen ein Abfall von $\Delta K_{1V}^{\text{hcp,uni}}$ um etwa 250 kJ/m^3 beobachtet [20]. Betrachtet man ein fcc Co Kristallgitter, so ergibt sich durch Extrapolation der Daten in Referenz [20] und Verwendung von Gleichung 2.9 ein Abfall von $\Delta K_{1V}^{\text{fcc,uni}} \approx 50 \text{ kJ/m}^3$ im Bereich von 0 - 300 K. Für 100 nm dicke Co-Schichten wurde von Suzuki et al. [24] $K_{1V,\text{cub}}$ und

$K_{2V,\text{cub}}$ im Temperaturbereich von 80 - 450 K untersucht. Unter Berücksichtigung von Gleichung 2.9 ergibt sich nach Extrapolation $\Delta K_{1V}^{fc,\text{uni}} \approx 5 \text{ kJ/m}^3$ zwischen 0 - 300 K, also um eine Größenordnung kleiner als die Angaben für ausgedehnte Festkörper in [20]. Theoretische Modelle zeigen eine Korrelation zwischen der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung und der Temperaturabhängigkeit der Anisotropie. Dies wird im allgemeinen durch [225]

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = [m(T)]^{n_{iV}} \quad (6.4)$$

ausgedrückt, wobei $m(T) = M_S(T)/M_S(0)$ und $n_{iV} = 10$ für eine kubische Anisotropie und $n_{iV} = 3$ für eine uniaxiale Anisotropie gilt. Das heißt, dass die Temperatur einen sehr viel stärkeren Einfluss auf die Anisotropie als auf die Sättigungsmagnetisierung hat. Die Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur wird von Bloch mit [226]

$$\frac{M_S(T)}{M_S(0)} = 1 - BT^{3/2} \quad (6.5)$$

beschrieben, wobei B eine Konstante ist. Unter Verwendung von $M_{S,\text{Co}}(4, 2) = 1,475 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ und $M_{S,\text{Co}}(287) = 1,447 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [20] lässt sich $B = 3,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-3/2}$ berechnen. Für die Anisotropie erhält man somit nach Gleichung 6.4 eine Anisotropieänderung von $K_1(300)/K_1(0) = 0,83$ für kubische und $K_1(300)/K_1(0) = 0,94$ für uniaxiale Systeme.

Volumen- und Grenzflächenbeiträge Bisher wurde ausschließlich das Verhalten von Co in in ausgedehnten Festkörpern und, im Falle von [24], 100 nm dicken Co-Schichten betrachtet. Messungen von $K_{1,\text{eff}}(T)$ für Co/Pt-Multilagern zeigen jedoch ebenfalls einen Einfluss von t_{Co} auf $K_{1,\text{eff}}(T)$ für $0,6 \text{ nm} \leq t_{\text{Co}} \leq 3,2 \text{ nm}$ [148, 150, 159]. Dabei wurde für $t_{\text{Co}} = 0,6 \text{ nm}$ eine positive und für $t_{\text{Co}} = 3,2 \text{ nm}$ eine negative Steigung der linearen Anpassung von $K_{1,\text{eff}}(T)$ gefunden, womit diese Schichtsysteme die qualitativ gleiche t_{Co} -Abhängigkeit wie die in dieser Arbeit diskutierten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme aufweisen. Mögliche Erklärungen für die Abhängigkeit von $K_{1,\text{eff}}(T)$ von t_{Co} , die in diesen Publikationen genannt werden, sind unter anderem eine Verspannungen des Co und eine Erhöhung des Pt-Moments bei kleinen Temperaturen.

Eine Ursache, die in der Literatur nicht erwähnt wird, ist, dass für dünne Filme zusätzlich der Einfluss von $M_{S,\text{Co}}$ auf die Formanisotropie K_d berücksichtigt werden muss. Unter Verwendung von Gleichung 2.6 erhält man bei Erwärmung von 0 K auf 300 K eine Zunahme von K_d um 52 kJ/m^3 . Dieser Beitrag ist allerdings unabhängig von t_{Co} , da auch $M_{S,\text{Co}}$ unabhängig von t_{Co} ist [60], weshalb ebenfalls andere temperaturabhängige Beiträge zur Anisotropie vorliegen müssen.

Sowohl Gleichung 6.4 als auch die Veränderung der Formanisotropie mit der Temperatur weisen keine Abhängigkeit von t_{Co} auf. Um eine solche Abhängigkeit zu erhalten, kann

$K_{1,\text{eff}}(T)$ in Analogie zu Gleichung 2.10 in einen Volumen- und einen Grenzflächenanteil aufgeteilt werden, also

$$K_{1,\text{eff}}(T) = K_{1V,\text{eff}}(T) + 2 \cdot K_S(T)/t \quad (6.6)$$

Um $K_{1V,\text{eff}}(T)$ und $K_S(T)$ zu bestimmen kann zum Beispiel die lineare Anpassung der Messungen der Schichtsysteme mit $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$ und 20 nm verwendet werden. Es ergibt sich $K_{1V,\text{eff}}(T) = -0,00032 \cdot T \text{ MJ/m}^3\text{K} - 1,14 \text{ MJ/m}^3$ und $K_{1S}(T) = 0,00056 \cdot T \text{ mJ/m}^2\text{K} + 0,61 \text{ mJ/m}^2$. Vergleicht man den $K_{1,\text{eff}}(T)$ -Verlauf, der sich mit diesen Anisotropiebeiträgen unter Verwendung von Gleichung 6.6 für $t_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$ ergibt, mit den Messwerten für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung (siehe Abb. 6.5(a)). Für das Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$ wird hingegen eine Abweichung zwischen Messung und dem berechneten Verlauf von $K_{1,\text{eff}}(T)$ beobachtet.

Dies zeigt, dass $K_{1,\text{eff}}(T)$ für $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$, 6 nm und 20 nm mit dem phänomenologischen Modell aus Gleichung 6.6 gut beschrieben werden kann. Auf diese Weise kann der in der Literatur beschriebene Unterschied von $K_{1,\text{eff}}(T)$ zwischen Co in ausgedehnten Festkörpern und Co/Pt-Multilagern durch einen Grenzflächenanteil $K_{1S}(T)$ erklärt werden, dessen Stärke mit steigender Temperatur zunimmt. Für Co in ausgedehnten Festkörpern ist hingegen der Volumenbeitrag $K_{1V,\text{eff}}(T)$ dominant, dessen Stärke mit zunehmender Temperatur abnimmt (siehe Abb. 6.5(b)).

Korrelation mit den Strukturuntersuchungen Um einen besseren Vergleich des Volumenanisotropiebeitrags mit Werten in der Literatur zu erhalten, kann $K_{1V,\text{eff}}(T)$ mit Gleichung 2.8 in $K_{1V}(T)$ umgerechnet werden, wobei $M_S(T)$ mit Gleichung 6.5 berechnet wird. In Abb. 6.5(b) ist ein Vergleich zwischen dem so berechneten Verlauf von $K_{1V}(T)$ und extrapolierten Werten für fcc Co aus den Referenzen [20, 24] gezeigt. Zusätzlich ist ein Vergleich mit den theoretischen Werten aus Gleichung 6.4 angegeben, wobei für $K_1(0)$ die Werte aus Referenz [20] verwendet wurden. Der Verlauf der Werte aus Referenz [20] stimmt gut mit den theoretischen Werten unter Verwendung der kubischen Anisotropie überein. Der berechnete Verlauf von $K_{1V}(T)$ der hier diskutierten Schichtsysteme liegt hingegen unterhalb der Werte für diese ausgedehnte Festkörper, jedoch oberhalb der Werte für die 100 nm dicke Co-Schicht. Außerdem fällt $K_{1V}(T)$ der Schichtsysteme mit steigender Temperatur schneller ab als für ausgedehnte Festkörper oder die Co-Schicht.

Der Unterschied von $K_{1V}(0)$ für Festkörper aus Referenz [20] und den hier untersuchten Pt/Co/Pt-Schichtsystemen kann darauf zurückgeführt werden, dass $K_{1V}(0)$ der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme eine große Abhängigkeit von dem verwendeten $M_S(0)$ aufweist. Bereits die Annahme einer Erhöhung von $M_S(0)$ von etwa 2% resultiert in einem $K_{1V}(0)$ der Schichtsysteme, die dem der ausgedehnten Festkörper entspricht. Die Steigung von $K_{1V}(T)$ ist hingegen weniger empfindlich gegenüber den verwendeten $M_S(T)$ -Werten, so dass der Unterschied dieser Steigung zwischen Festkörpern und Schichtsystemen nicht mit der Sättigungsmagnetisierung erklärt werden kann.

Um zu überprüfen, ob dieser Unterschied durch temperaturabhängige Verspannungen des Co verursacht wird, können die temperaturabhängigen XRD-Messungen aus Abs. 5.5 verwendet werden. Da für $t_{Co} = 2$ nm der Co fcc(111) Reflex nicht beobachtet werden kann, wird im weiteren Verlauf stattdessen die Verspannung der Pt-Schichten für diese Schichtdicke verwendet. Für $t_{Co} = 0,8$ nm wurden keine temperaturabhängigen Messungen des Gitterabstands durchgeführt, weshalb auf diese Probe im Folgenden nicht eingegangen wird.

Mit diesen Annahmen wird für einen Anstieg der Temperatur von 0 K auf 300 K eine Dehnung der Gitterkonstante des Co von $0,22 \pm 0,04$ %, $0,53 \pm 0,05$ % und $0,39 \pm 0,05$ % für $t_{Co} = 2, 6$ und 20 nm berechnet. Mit Gleichung 6.1 kann die magnetoelastische Anisotropie für diese drei Schichtdicken bestimmt werden. Allerdings ist aus den XRD-Messungen nur ϵ_3 bekannt. Unter der Annahme, dass diese thermische Ausdehnung isotrop ist, also $\epsilon_0 = \epsilon_3$, erhält man für fcc Co stets $K_{me} = 0$ kJ/m³. Für hcp Co hingegen wird $K_{me} = 42, 104$ und 75 kJ/m³ berechnet. Im letzteren Fall wird demnach für steigende Temperaturen ein Anstieg der Anisotropie erwartet.

Ist die thermische Ausdehnung hingegen nicht isotrop, werden auch für ein Co fcc Kristallgitter Änderungen der magnetoelastischen Anisotropie mit der Temperatur berechnet. Wird zum Beispiel die elastische Reaktion (Gleichung 5.4) zur Berechnung von K_{me} verwendet, so erhält man $K_{me} \approx -0,05 - -0,4$ MJ/m³, abhängig von dem verwendeten Wert für B_2 . Diese Berechnung dient nur dazu, die Größenordnung von K_{me} einzuschätzen, die bei einer Veränderung der Temperatur von 2 K auf 300 K eintreten kann. Es zeigt sich, dass K_{me} groß genug ist und das richtige Vorzeichen hat, um den im Vergleich zum Volumenkristall stärkeren Abfall von $K_{1,eff}(T)$ der Schichtsysteme zu erklären. Ohne eine Bestimmung von ϵ_0 der Co-Schichten lässt sich jedoch $K_{me}(T)$, verursacht aufgrund der thermischen Ausdehnung, nur abschätzen. Inwieweit $K_{me}(T)$ zu $K_{1V,eff}(T)$ oder $K_{1S}(T)$ beiträgt (siehe Abs. 6.2.4) kann daher nicht geklärt werden.

6.3.3 Vergleich mit Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch für ein Pd/Co/Pd-Schichtsystem mit $t_{Co} = 7$ nm eine Messung von $K_{1,eff}(T)$ durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde der Abs. 3.4 beschriebene Tieftemperaturmessaufbau verwendet.

In Abb. 6.6 ist die Veränderung von $K_{1,eff}$ mit zunehmender Temperatur dargestellt. Dabei wird deutlich, dass $K_{1,eff}$ innerhalb des Fehlers im gesamten untersuchten Temperaturbereich konstant ist. Eine Anpassung ergibt eine Anisotropiedifferenz von nur 15 kJ/m³ im Temperaturbereich von 2 - 300 K. Auch die Anisotropiekonstante zweiter Ordnung K_2 bleibt für den gesamten Temperaturbereich konstant bei 80 ± 30 kJ/m³. Dies entspricht in etwa dem Verhalten des Pt/Co/Pt-Schichtsystems mit $t_{Co} = 6$ nm.

Auch für Co/Pd gibt es in der Literatur Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Anisotropie für Schichtsysteme mit unterschiedlichem t_{Co} [227]. Gusev et al. beobachten für Co/Pd-Multilagene einen Abfall von $K_{eff}(T)$ im Bereich von $t_{Co} = 0,6 - 1,5$ nm, wobei die beobachtete Anisotropiedifferenz im Bereich von $T = 77 - 300$ K mit steigendem t_{Co} abnimmt. Für $t_{Co} = 1,9$ nm wird für $T = 77$ K und 300 K die gleiche

6.3 Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

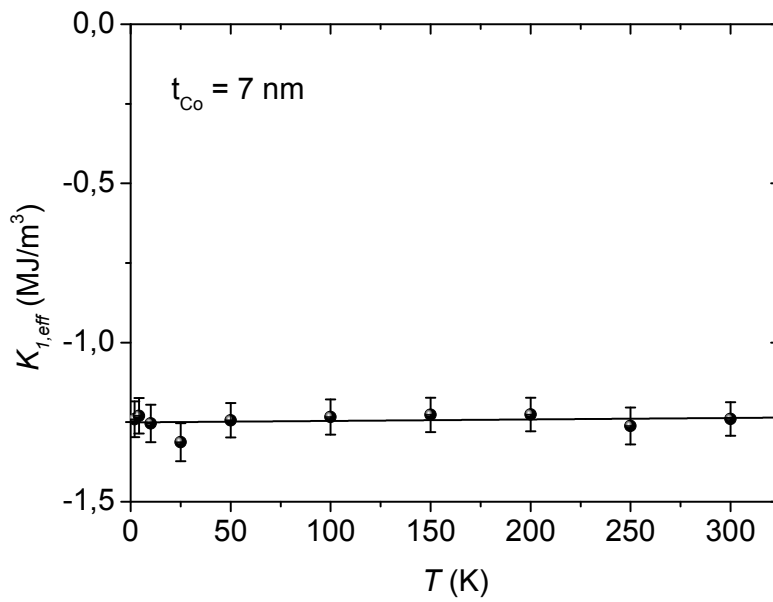


Abbildung 6.6: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie eines Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems. Eine lineare Funktion ist an den Verlauf angepasst.

Anisotropie beobachtet. Dies entspricht einem im Vergleich zu Co/Pt-Systemen umgekehrten Verhalten, also einer Zunahme der Steigung von $K_{eff}(T)$ mit t_{Co} statt einer Abnahme.

Ob ein solches Verhalten ebenfalls für die in dieser Arbeit untersuchten Pd/Co/Pd-Schichtsysteme auftritt muss durch weitere Untersuchungen von Pd/Co/Pd-Schichtsystem mit unterschiedlichem t_{Co} geklärt werden. Eine Diskussion unterschiedlicher Anisotropiebeiträge zu $K_{eff}(T)$ für Pd/Co/Pd ist solange nicht sinnvoll.

7 Magnetotransport

Nachdem in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, wie sich die Struktur der untersuchten Schichtsysteme auf die magnetische Anisotropie auswirkt, werden in diesem Kapitel die Magnetotransporteffekte (MR-Effekte) und ihre Korrelation mit der Struktur diskutiert. Der Ausgangspunkt für die Untersuchung der MR-Effekte ist die Entdeckung des sogenannten *Anisotropic Interface Magnetoresistance* (AIMR) [16]. Dieser Effekt tritt in verschiedenen Schichtsystemen auf, wie zum Beispiel bei Pt/Co/Pt- [16] oder Pd/Co/Pd-Schichtsystemen [18]. Eine voll relativistische *ab initio*-Beschreibung des Effekts wurde durchgeführt [17], welche die physikalischen Ursachen des AIMR erläutert und bestätigt, dass es sich bei diesem Effekt um einen Grenzflächeneffekt handelt. Der AIMR beschreibt den Einfluss der Magnetisierungskomponente in Richtung der Filmmormalen M_z auf die Streuwahrscheinlichkeit an der Grenzfläche und damit den elektrischen Widerstand. Zwar beschreibt auch der in Abs. 2.3.5 beschriebene GSE den Einfluss von M_z auf den Widerstand, jedoch handelt es sich beim GSE um einen Effekt, der im gesamten Volumen und nicht nur an der Grenzfläche auftritt, wodurch beide Effekte klar zu trennen sind. Auch ist beim AIMR im Gegensatz zum GSE der spezifische transversale Widerstand ρ_t kleiner als der spezifische polare Widerstand ρ_p .

In diesem Kapitel werden zunächst die MR-Messungen der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme vorgestellt und diese mit den Ergebnissen der Untersuchungen an den in Referenz [60] untersuchten Pt/Co/Pt-Schichtsystemen verglichen (Abs. 7.1). Für Pt/Pd/Co/Pd wurden im Rahmen dieser Arbeit hingegen keine systematischen MR-Untersuchungen durchgeführt (siehe Tabelle 4.1). Weiterhin wird die Temperaturabhängigkeit der MR-Effekte der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in einem Temperaturbereich von 2 - 300 K untersucht (Abs. 7.2). Zum Schluss wird der Alterungseffekt der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme und ihr Einfluss auf den elektrischen Widerstand, die magnetische Anisotropie sowie verschiedene MR-Effekte diskutiert (Abs. 7.3).

7.1 Vergleich der Magnetowiderstandseffekte von Pd/Co/Pd- und Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

Im folgenden Abschnitt werden die MR-Effekte der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme untersucht und mit vorherigen Untersuchungen an Pt/Co/Pt-Schichtsystemen verglichen. Die Messungen wurden mit dem in Abs. 3.4 beschriebenen Warmbohrmagneten durchgeführt. In Abs. 7.1.1 werden die MR-Messungen präsentiert, bei denen die magnetische Feldstärke variiert wurde. MR-Messungen, bei denen die \mathbf{M} -Abhängigkeit des Widerstands bestimmt wird, werden in Abs. 7.1.2 gezeigt. Durch die Wachstums- und Deck-

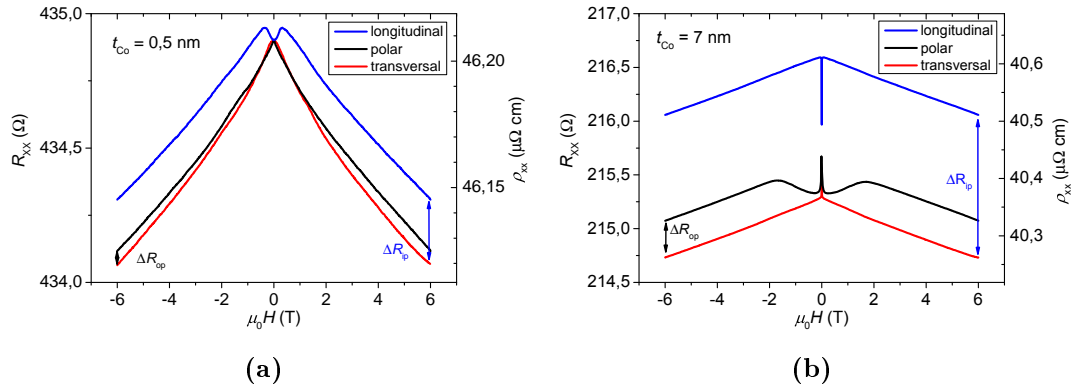


Abbildung 7.1: (a) Messungen von $\rho(\mu_0 H)$ eines Pd 5 nm / Co 0,5 nm / Pd 3 nm Schichtsystems mit variierendem Magnetfeld in drei Geometrien (siehe Abs. 3.4). Die verschiedenen Ordinatenachsen geben die Messwerte in Form des Längswiderstands (R_{xx}) und des spezifischen Längswiderstands ρ_{xx} an. In (b) sind die gleichen Messungen für ein Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystem dargestellt.

schicht wird ein Nebenschlußwiderstand (Shunt) erzeugt, der die MR-Effekte überlagert. Um dies auszugleichen wird mit Hilfe des Fuchs-Sondheimer-Formalismus in Abs. 7.1.3 eine Shunt-Korrektur berechnet. Diese Shunt-Korrektur wird in Abs. 7.1.4 zur Berechnung der MR-Effekte angewendet.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden Darstellungen von Messgrößen ohne diese Korrektur mit einer Tilde gekennzeichnet.

7.1.1 Abhängigkeit des Widerstands von der Feldstärke

Zunächst werden die Messungen des Widerstands in Abhängigkeit des externen Feldes $R(H)$ präsentiert. Aus $R(H)$ wird dabei mit Hilfe von Gleichung 4.1 der spezifische Widerstand des Schichtsystems $\rho(H)$ berechnet. Diese Messungen geben einen Einblick in das Ummagnetisierungsverhalten der Proben und erlauben einen Nachweis des SMR (siehe Abs. 2.3). Der OHE und der AHE können ebenfalls nachgewiesen werden, jedoch ist die Untersuchung dieser Effekte nicht Gegenstand dieser Arbeit. Aus diesem Grund werden die Messungen der Halleffekte im Anhang gezeigt.

Durch genaue Analyse der Messdaten können diese Effekte voneinander getrennt und quantisiert werden. Wie in Abs. 3.4 erklärt, werden bei allen MR-Messungen gleichzeitig der Längswiderstand und der Querwiderstand gemessen. Diese Widerstände werden im Folgenden separat diskutiert.

Längswiderstand In Abb. 7.1 sind Messungen von $R_{xx}(H)$ am Beispiel eines (a) Pd 5 nm / Co 0,5 nm / Pd 3 nm und eines (b) Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems für die ausgezeichneten Richtungen zwischen \mathbf{M} und \mathbf{j} dargestellt (Geometrien siehe Abb. 3.4).

7.1 Vergleich der Magnetowiderstandseffekte von Pd/Co/Pd- und Pt/Co/Pt-Schichtsystemen

Für $t_{\text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$ (siehe Abb. 7.1(a)) ist in der polaren und der transversalen Geometrie eine monotone Abnahme von $R_{xx}(H)$ mit steigendem Feldbetrag im gesamten Messbereich festzustellen.

In der longitudinalen und transversalen Richtung wird für $\mu_0 |H| < 0,5 \text{ T}$ ein parabelförmiges Verhalten beobachtet. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, dass die harte Achse der Magnetisierung in der Probenebene liegt. Dadurch kommt es beim Absenken des Magnetfelds zu einer kohärenten Rotation der Magnetisierung in Richtung der Probennormalen. Die parabolische Kurvenform ist daher eine Konsequenz der quadratischen Abhängigkeit des AIMR und des AMR von $\mathbf{M}_{x,z}$ und somit von $\cos^2(\varphi, \theta)$ (siehe Gleichung 2.42).

Für $\mu_0 H > \pm 0,5 \text{ T}$ kommt es zu einem Abfall von $R_{xx}(H)$, dessen Steigungsbetrag mit steigendem $\mu_0 H$ abnimmt und sich für große $\mu_0 H$ einem linearen Verhalten annähert, welches als Folge des SMR erwartet wird (siehe Abs. 2.3.2). Aus diesem Grund ist erst ab etwa 4 T eine lineare Anpassung der Verläufe möglich.

Diese Abweichung vom linearen Verhalten, der Anisotroper Hochfeld Magnetowiderstand (AHMR) genannte Effekt, wurde bereits in Referenz [228] für $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ Mehrfachlagen nachgewiesen. Als mögliche Erklärungen konnten eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Filmebene sowie eine veränderte Formanisotropie aufgrund der Drahtgeometrie ausgeschlossen werden. Stattdessen wurde gezeigt, dass die Stärke dieses Effekts invers proportional zu t_{Co} ist und es sich somit um einen Grenzflächeneffekt handelt. Dies wird durch die hier vorgenommenen Untersuchungen bestätigt, da auch für die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme der Effekt nur für kleine t_{Co} auftritt. Bereits für $t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$ ist der AHMR deutlich kleiner als für $t_{\text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$.

Die Steigung der Kurve in polarer Geometrie entspricht innerhalb des Fehlers für $\mu_0 H > \pm 0,5 \text{ T}$ der Steigung in longitudinaler Geometrie. Da die Probennormale in dieser Schichtdicke der leichten Achse der Magnetisierung entspricht, wird in der polaren Geometrie selbst bei kleinsten Magnetfeldern keine abrupte Änderung von $R_{xx}(H)$ beobachtet. Das monotone Verhalten für den positiven und den negativen Feldbereich ist darauf zurückzuführen, dass die Probennormale in dieser Schichtdicke der leichten Achse der Magnetisierung entspricht. Aus diesem Grund bleibt bei kleinen Feldern bei dem Übergang von einem eindomänigen in einen Multidomänenzustand der Winkel zwischen \mathbf{j} und \mathbf{M} innerhalb der Domänen bei 90° . Eine Ausnahme bilden die Domänenwände, deren Anteil am Gesamtwidestand für diesen Fall jedoch vernachlässigbar ist, da die Domänenwände im Vergleich zu den Domänen nur einen kleinen Teil der Probenfläche ausmachen.

Für die Probe mit $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ (siehe Abb. 7.1(b)) wird ein anderes Verhalten beobachtet als für die Probe mit $t_{\text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$, da für diese die leichte Achse der Magnetisierung in der Filmebene liegt. Für $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ (siehe Abb. 7.1(b)) ist sowohl in der longitudinalen als auch in der transversalen Geometrie eine lineare Abnahme von $R_{xx}(H)$ mit steigendem Feldbetrag beinahe im gesamten Messbereich festzustellen. Bei Annäherung an $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ ist ein abrupter Abfall des longitudinalen und eine abrupte Zunahme des transversalen Widerstands sichtbar. Messungen mit einer größeren Anzahl an Messpunkten um $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ zeigen, dass $R_{xx}(H)$ für $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ einen Wert annimmt, der einer

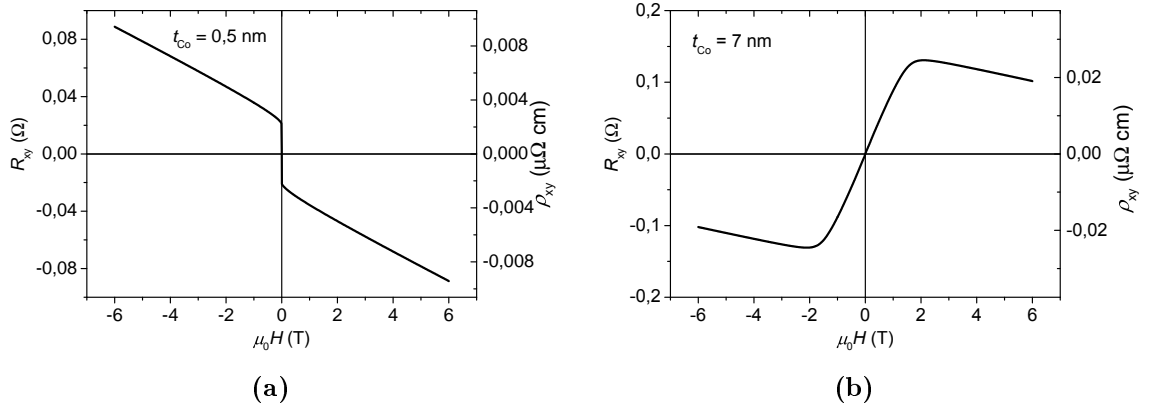


Abbildung 7.2: Polarer $R_{xy}(H_p)$ -Verlauf der Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme für (a) $t_{Co} = 0,5$ nm und (b) $t_{Co} = 7$ nm.

Mittelung der Werte des longitudinalen und des transversalen Widerstands im linearen Bereich kurz vor der abrupten Widerstandsänderung entspricht.

Dies lässt sich durch die Tatsache erklären, dass sich die Probe im Bereich um $\mu_0 H = 0$ T in einem Multidomänenzustand befindet, da keine ausgezeichnete Achse in der Probenebene vorliegt. Im Multidomänenzustand entspricht der gemessene Widerstand einer Mittelung über die Widerstände aller Ausrichtungen der Magnetisierung in der Probenebene, so dass ein Widerstand zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Zustand gemessen wird. Für größere Feldbeträge tritt hingegen ein gesättigter eindomäniger Zustand auf.

In der polaren Geometrie ist nur für $\mu_0 |H| \geq 2$ T ein linearer Abfall des Widerstands zu beobachten. Für $0,25$ T $< \mu_0 |H| < 2$ T liegt stattdessen ein parabolisches Verhalten vor und für $\mu_0 |H| < 0,25$ T kommt es zu einem Abfall von $R_{xx}(H)$, der für $\mu_0 |H| = 0$ T den gleichen Wert wie in den anderen Geometrien annimmt.

Wie bereits für die transversale und longitudinale Geometrie der Probe mit $t_{Co} = 0,5$ nm diskutiert, ist das parabolische Verhalten der polaren Geometrie auf eine kohärente Rotation der Magnetisierung zurückzuführen, die bei einer Variation der Feldstärke in Richtung der harten Achse der Magnetisierung auftritt.

Dass $R_{xx}(H)$ bei $\mu_0 |H| = 0$ T in allen Geometrien den gleichen Wert einnimmt, ist darauf zurückzuführen, dass bei dieser Feldstärke stets ein vergleichbarer Multidomänenzustand auftritt.

Querwiderstand In Abb. 7.2 sind $R_{xy}(H_p)$ -Messungen für die selben Schichtsysteme gezeigt. Für die in Abb. 7.2(a) gezeigte Messung der Probe mit $t_{Co} = 0,5$ nm entspricht die Probenormale, die in polarer Geometrie der Richtung des angelegten Magnetfeldes entspricht, der leichten Achse der Magnetisierung. Aus diesem Grund wird ein sofortiger Wechsel des Vorzeichens von $R_{xy}(H_p)$ erwartet, wenn H_p dem Koerzitivfeld entspricht. Das in Abb. 7.2(a) beobachtete abrupte Abknicken von $R_{xy}(H)$ bei $|\mu_0 H| \approx 0$ T stimmt

damit überein. Dieses Abknicken findet von von einem höheren Widerstand bei negativem $\mu_0 H$ zu einem niedrigeren Widerstand bei positivem $\mu_0 H$ statt. Zusätzlich wird der gesamte $R_{xy}(H_p)$ -Verlauf von einem linearen Widerstandsbeitrag mit negativen Vorzeichen überlagert, dass auf den OHE zurückzuführen ist (siehe Gleichung 2.46). Für $|\mu_0 H| < 2 \text{ T}$ kommt es ebenfalls zu einem leichtem Abfall gegenüber diesem linearen Verhalten.

Der in Abb. 7.2(b) gezeigte $R_{xy}(H_p)$ -Verlauf ($t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$) zeigt für $|\mu_0 H| < 2 \text{ T}$ einen Anstieg mit steigendem Feld. Für $|\mu_0 H| \geq 2 \text{ T}$ geht der Verlauf in ein lineares Verhalten über, dass mit steigendem Feld eine Abnahme von $R_{xy}(H_p)$ zeigt. Für $|\mu_0 H| < 2 \text{ T}$ findet demnach die Ummagnetisierung der Kurve statt, wie es auch in den MOKE-Messungen in Richtung der harten Achse der Magnetisierbarkeit in Kapitel 6 beobachtet wurde. Ab $|\mu_0 H| \approx 2 \text{ T}$ ist die Magnetisierung schließlich gesättigt, so dass der Verlauf durch den OHE dominiert wird.

Das in Abb. 7.2(a) sichtbare Verhalten, dass bei $|\mu_0 H| \approx 0 \text{ T}$ einen Abfall von $R_{xy}(H_p)$ mit steigendem Feld zeigt, ist für die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme nur bei $t_{\text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$ zu beobachten. Bereits für $t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$ tritt im Bereich der Ummagnetisierung der Probe ein Anstieg von $R_{xy}(H_p)$ mit steigendem Feld auf. Dies weist offensichtlich auf ein unterschiedliches Vorzeichen der Konstante des anomalen Hall-Effekts hin.

7.1.2 Abhängigkeit des Längswiderstands von der Magnetisierungsrichtung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen von $R_{xx}(\mathbf{M})$ (Rotationsmessungen) präsentiert. In Abb. 7.3 sind solche Messungen am Beispiel eines Pd 5 nm / Co 9 nm / Pd 3 nm Schichtsystems für die op- und ip-Geometrie gezeigt (siehe Abs. 3.4). Zusätzlich ist ebenfalls der spezifische Widerstand des Schichtsystems $\rho_{xx}(\mathbf{M})$ angegeben. Sowohl in op- als auch in ip-Geometrie ist ein Verlauf zu beobachten, der sich mit einer \cos^2 -Anpassung beschreiben lässt. Dies entspricht für R_{ip} den für den AMR erwarteten Verlauf (siehe Gleichung 2.42) und für R_{op} den Beobachtungen, die bereits für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme gemacht wurden [16]. \cos^2 -Anpassungen, wie in Abb. 7.3, lassen sich für alle $R_{xx}(\mathbf{M})$ -Messungen unabhängig von t_{Co} durchführen.

Eine quantitative Auswertung von ΔR_{ip} und ΔR_{op} ist jedoch nicht sinnvoll, da eine Überlagerung des Shunts der Pd-Schichten auftritt.

7.1.3 Eliminierung des Pd-Shunts

Für eine exakte Beschreibung der Magnetowiderstandseffekte ist es notwendig, den Pd-Shunt der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu eliminieren. Dazu muss zunächst der Pd-Widerstand R_{Pd} der Pd-Deck- und -Wachstumsschicht ermittelt werden. Dafür bietet es sich an, das Schichtsystem mit einem Parallelstrommodell zu beschreiben:

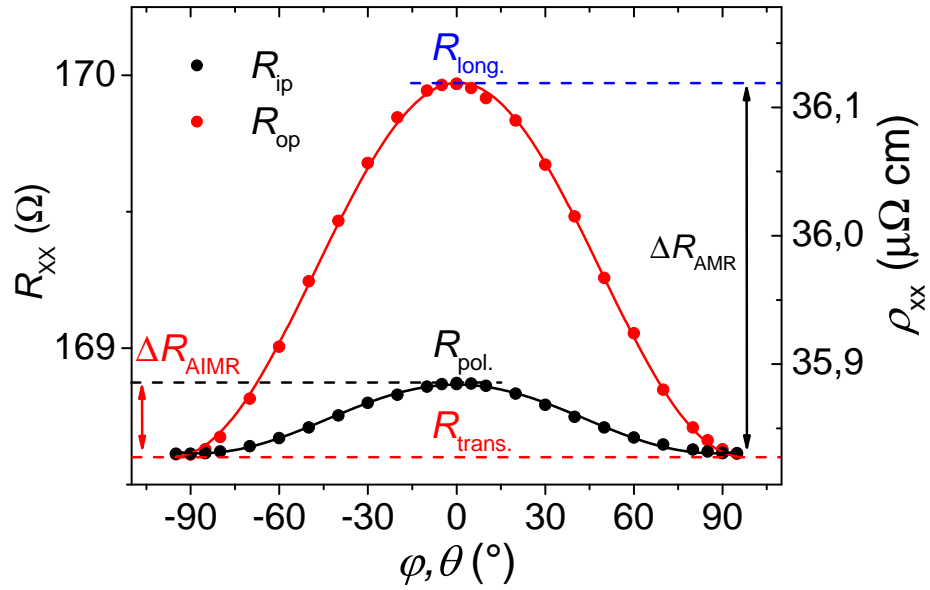


Abbildung 7.3: $R_{xx}(\mathbf{M}) / \rho_{xx}(\mathbf{M})$ eines Pd 5 nm / Co 9 nm / Pd 3 nm Schichtsystems bei +6 T in der op und der ip Geometrie. Die durchgezogenen Linien sind \cos^2 Anpassungen der Verläufe, wobei die Amplitude der Anpassung ΔR_{ip} und ΔR_{op} ergibt. Die gestrichelten Linien markieren die Widerstände in longitudinaler (blau), polarer (schwarz) und transversaler (rot) Ausrichtung der Probe.

$$\frac{1}{R_{Ges}} = \frac{1}{R_{Co}} + \frac{1}{R_{Pd}} \quad (7.1)$$

Dieses Modell setzt voraus, dass der Stromfluss zwischen Co- und Pd-Schichten vernachlässigbar ist. Der Widerstand des gesamten Schichtsystems R_{Ges} ist dabei als Messgröße direkt zugänglich. Der Widerstand der Co-Schicht R_{Co} ist hingegen sowohl von der Richtung der Magnetisierung \mathbf{M} als auch von t_{Co} abhängig. Um dies darzustellen, wird das Fuchs-Sondheimer-Modell (siehe Gleichung 2.32) verwendet. Gleichung 2.32 beschreibt dabei die Leitfähigkeit beziehungsweise den spezifischen Widerstand der Co-Schicht in Abhängigkeit von t_{Co} , dem Streuungsparameter p , des spezifischen Widerstands des Co im Volumen $\rho_{Co, \text{Volumen}}$ und der mittleren freien Weglänge im Volumen λ_{Volumen} . Um die Zahl der Parameter zu reduzieren, kann die Beziehung [60]

$$\lambda_{\text{Volumen}} \cdot \rho_{Co, \text{Volumen}} = 1145 \cdot 10^{-18} \Omega \text{m}^2 \quad (7.2)$$

verwendet werden, wobei λ_{Volumen} und $\rho_{Co, \text{Volumen}}$ jeweils von der Magnetisierungsrichtung abhängen. Gleichung 7.2 wurde hergeleitet, indem die Elektronendichte n^* aus der normalen Hall-Konstante der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme $\tilde{R}_{0, Co \text{ Volumen}}$ berechnet und über Ladungserhaltung daraus dieser Zusammenhang abgeleitet wurde. Da sich der Wert von

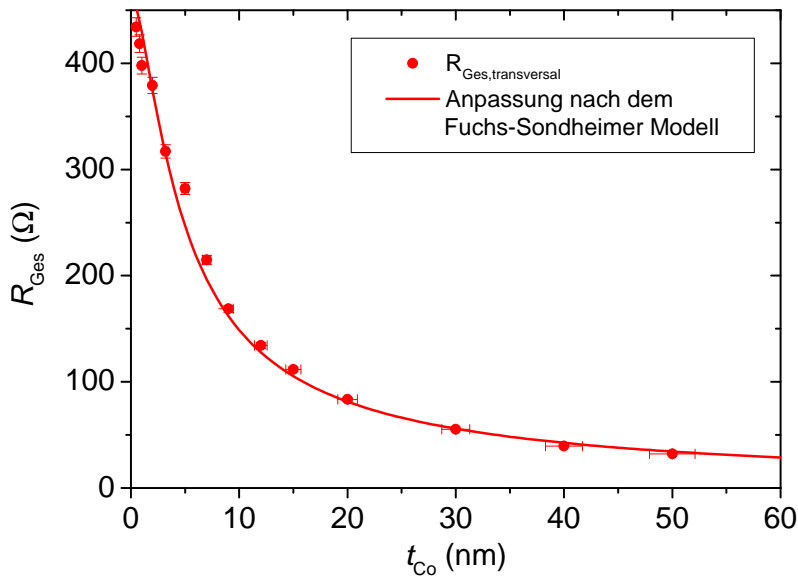


Abbildung 7.4: Gesamtwiderstand in transversaler Geometrie für Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme in Abhängigkeit von t_{Co} angepasst mit Hilfe des im Text beschriebenen Parallelstrommodells und Verwendung des Fuchs-Sondheimer Formalismus.

$\tilde{R}_{0,Co \text{ Volumen}}$ für Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsysteme stark ähnelt, wie im Anhang gezeigt, kann Gleichung 7.2 auch als Abschätzung von λ_{Volumen} für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme verwendet werden.

Somit kann nun eine Anpassung von $R_{Ges}(t_{Co})$ nach Gleichungen 2.32 und 7.1 vorgenommen werden, welches als Anpassungsparameter R_{Pd} , $\rho_{Co, \text{Volumen}}$ und p verwendet. Bei der Wahl der zur Anpassung verwendeten Messwerte von R_{Ges} wurde darauf geachtet, einen möglichen Einfluss einer Alterung der Proben zu minimieren. Dazu wurden Messungen verwendet, die in einem vergleichbaren Zeitraum nach der Herstellung aufgenommen wurden. Um einen großen Datensatz mit möglichst identischem Alter zu erfassen, wurde ein Zeitraum von 340 - 415 Tage nach der Herstellung gewählt. Dies ermöglicht die Auswertung der Proben mit $t_{Co} = 0,8 \text{ nm}$, 1 nm , 2 nm , $3,2 \text{ nm}$, 5 nm , 7 nm , 9 nm , 12 nm , 15 nm , 20 nm , 30 nm , 40 nm und 50 nm .

In Abb. 7.4 ist diese Anpassung für die transversale Geometrie gezeigt. Die Anpassung kann den $R_{Ges}(t_{Co})$ -Verlauf insbesondere für große t_{Co} gut beschreiben. Für $t_{Co} = 5 \text{ nm}$ und 7 nm liegt die Anpassungskurve hingegen unterhalb der Messwerte. Dies ist wahrscheinlich auf den Alterungseffekt von R_{Ges} zurückzuführen, da die Widerstandszunahme für diese t_{Co} am größten ist (siehe Abs. 7.3) und somit die stärkste Abweichung von einem Verlauf erwartet wird, der eine von t_{Co} abhängige Alterung nicht berücksichtigt.

Aus der Anpassung können die folgenden Parameter bestimmt werden:

$$R_{Pd} = 465 \pm 31 \Omega, \quad \rho_{Co,t,Volumen} = 22 \pm 2 \mu\Omega \text{ cm}, \quad p_t = 0 \pm \begin{matrix} 0,4 \\ 0,0 \end{matrix} \quad (7.3)$$

Für den Pd-Widerstand wurde somit ein Wert ermittelt, der um etwa 22 % größer als der Pt-Widerstand der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit $380 \pm 10 \Omega$ ist. Der transversale spezifische Widerstand $\rho_{Co,t,Volumen}$ stimmt wie auch p innerhalb des Fehlers mit den Werten von Pt/Co/Pt von $\rho_{Co,t,Volumen} = 26 \pm 2 \mu\Omega \text{ cm}$ und $p = 0,2 \pm 0,2$ überein.

Um zu ermitteln, worauf der im Vergleich zu R_{Pt} erhöht Widerstand R_{Pd} zurückzuführen ist, ist es sinnvoll, die Stärke der einzelnen Beiträge zur Streuung in dem Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu bestimmen. Dies wird durch eine Messung der Temperaturabhängigkeit von R_{Pd} ermöglicht, wie sie in Abs. 7.2 durchgeführt wird.

Bezüglich des Streuparameters p , der den Anteil der spekulären Streuung beschreibt, wird ein vergleichsweise großer Fehler angegeben, was mit dem geringen Einfluss dieses Parameters auf die Anpassung erklärt werden kann. Um zu überprüfen, ob $p = 0$ eine sinnvolle Größe ist, wird in Erinnerung gerufen, dass dieser Wert eine vollständig diffuse Streuung an den Grenzflächen beschreibt. Nach dem Modell von Soffer (Gleichung 2.34) ist $p = 0$ bereits für eine Rauigkeit $\sigma_{RMS} = 0,15 \text{ nm}$ zu erwarten¹, wie sie für Pt/Co/Pt bestimmt wurde (siehe Abs. 5.2.5). Zwar wurden die zur Bestimmung von σ_{RMS} notwendigen XRR ω -Messungen für Pd/Co/Pd noch nicht durchgeführt, jedoch ist die im Vergleich zu Co/Pt-Grenzflächen große Grenzflächenbreite σ der Co/Pd-Grenzflächen ein deutliches Indiz dafür, dass zumindest eine ähnliche Rauigkeit erwartet wird. Der bestimmte Wert von p stimmt demnach gut mit den Erwartungen überein.

Bislang wurde für die gezeigten Messungen nur der Gesamtwiderstand R_{ges} sowie der spezifische Widerstand des gesamten Schichtsystems ρ_{ges} angegeben. Um den shuntkorrigierten spezifischen Widerstands der Co-Schicht ρ_{Co} zu berechnen, können die aus der Anpassung von $R_{Ges}(t_{Co})$ ermittelten Konstanten R_{Rpd} und $\rho_{Co,t,Volumen}$ verwendet werden, um mit Gleichung 2.32 die spezifischen Widerstände $\rho_{Co}(t_{Co})$ zu bestimmen. Mit Hilfe von $\rho_{Co}(t_{Co})$ kann nun eine Shuntkorrektur der untersuchten MR-Effekte erfolgen, wie im folgenden Abschnitt gezeigt.

7.1.4 t_{Co} -Abhängigkeit des AMR, AIMR und SMR

AMR und AIMR Um eine Shuntkorrektur des AMR und AIMR durchzuführen, muss berücksichtigt werden, dass sich bei einer Veränderung des Widerstandes der Co-Schicht die an dem gesamten Schichtsystem angelegte Spannung aufgrund der Parallelschaltung ändert. Um dieser Spannungsänderung Rechnung zu tragen kann $\Delta\rho_{Co}$ unter Verwendung von Gleichung 7.1 und Gleichung 4.1 mit

$$\Delta R_{ges} = \left[\left(\frac{t_{Co}}{\rho_{Co} + \Delta\rho_{Co}} + \frac{t_{Pd}}{\rho_{Pd}} \right)^{-1} - \left(\frac{t_{Co}}{\rho_{Co}} + \frac{t_{Pd}}{\rho_{Pd}} \right)^{-1} \right] \frac{l}{w} \quad (7.4)$$

¹Die mittlere freie Weglänge kann aus Gleichung 7.2 und $\rho_{Co,t,Volumen}$ berechnet werden. Man erhält $\lambda_{Volumen} \approx 0,5 \text{ nm}$.

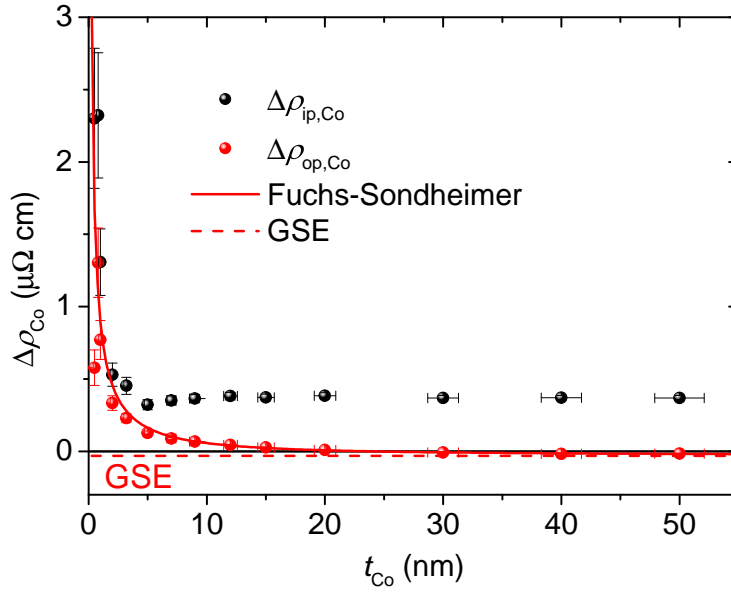


Abbildung 7.5: spezifische Widerstandsunterschiede des AMR ($\Delta\rho_{ip,Co}$) und AIMR ($\Delta\rho_{op,Co}$) korrigiert für I_{Co} in Abhängigkeit von t_{Co} für Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme. Für $\Delta\rho_{op,Co}$ wurde eine Anpassung mit Hilfe des Fuchs-Sondheimer Formalismus im Bereich $t_{Co} \geq 2$ nm vorgenommen.

berechnet werden. Der spezifische Widerstand der Pd-Schicht ρ_{Pd} kann leicht aus R_{Pd} , t_{Pd} , w und l berechnet werden, während die Bestimmung des spezifischen Widerstands der Co-Schicht $\rho_{Co}(t_{Co})$ im letzten Abschnitt erklärt wurde.

Gleichung 7.4 erlaubt somit, die gemessenen Widerstandsunterschiede $\Delta R_{op,Ges}$ und $\Delta R_{ip,Ges}$ in die spezifischen Widerstandsunterschiede der Co-Schichten in beiden Geometrien $\Delta\rho_{op,Co}$ und $\Delta\rho_{ip,Co}$ umzurechnen, wodurch der Shunt der Pd-Schichten eliminiert wird.

In Abb. 7.5 ist $\Delta\rho_{op,Co}(t_{Co})$ und $\Delta\rho_{ip,Co}(t_{Co})$ dargestellt. $\Delta\rho_{ip,Co}$ bleibt für $t_{Co} \geq 5$ nm innerhalb des Fehlers konstant bei etwa $0,37 \mu\Omega\text{ cm}$. Für kleinere t_{Co} wird ein Abfall von $\Delta\rho_{ip,Co}$ mit steigendem t_{Co} beobachtet, allerdings ist insbesondere für $t_{Co} < 2$ nm der Fehler zu groß, als dass diese Werte sinnvollerweise berücksichtigt werden sollten.

Für $\Delta\rho_{op,Co}$ tritt für $t_{Co} \geq 0,8$ nm ein Abfall mit steigendem t_{Co} auf, der einen $1/t_{Co}$ -Verlauf zeigt. Ab $t_{Co} = 30$ nm wird ein negativer Wert für $\Delta\rho_{op,Co}$ berechnet. Wie bereits für $\Delta\rho_{ip,Co}$ ist der Fehler der Werte für $t_{Co} < 2$ nm zu groß, um diese Werte sinnvoll zu diskutieren.

Ein Vergleich mit den $\Delta\rho_{ip,Co}$ - und $\Delta\rho_{op,Co}$ -Werten für Pt/Co/Pt-Schichtsystemen ist schwierig, da in Referenz [60] eine Shunt-Korrektur verwendet wurde, die im Gegensatz zu Gleichung 7.4 für kleine t_{Co} zu kleine $\Delta\rho_{Co}$ -Werte ermittelt. Eine Shunt-Korrektur der Werte für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit Gleichung 7.4 zeigt jedoch einen Verlauf, der qualitativ den Pd/Co/Pd-Schichtsystemen entspricht [229].

In beiden Schichtsystemen wird ein $1/t_{Co}$ -Verhalten von $\Delta\rho_{op,Co}$ nachgewiesen, was zeigt, dass der AIMR-Effekt sowohl in Pt/Co/Pt- als auch in Pd/Co/Pd-Schichtsystemen auf-

tritt. Der negative Wert von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ für $t_{\text{Co}} \geq 30$ nm zeigt, das ebenfalls ein GSE-Anteil in den Pd/Co/Pd-Schichtsystemen nachgewiesen wird.

Bezüglich der relativen Stärke von $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}$ und $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ beim Vergleich beider Schichtsysteme ist eine Abhängigkeit von t_{Co} festzustellen. $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}$ der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ist für $t_{\text{Co}} = 2$ nm etwa halb so groß wie bei Pt/Co/Pt, während für $t_{\text{Co}} = 50$ nm ein vergleichbarer Wert ermittelt wird. $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ von Pd/Co/Pd liegt bei etwa 30 % von Pt/Co/Pt für $2 \text{ nm} < t_{\text{Co}} < 20$ nm. Aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken, für welche der Vorzeichenwechsel von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ auftritt, ist ein Vergleich für größere t_{Co} nicht sinnvoll.

Beim Vergleich der Schichtsysteme muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass durch den Alterungseffekt eine zeitliche Abhängigkeit von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme besteht (siehe Abs. 7.3). Ein quantitativer Vergleich beider Schichtsysteme erfordert daher eine genaue Untersuchung der zeitlichen Abnahme von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ und $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}$ für Pd/Co/Pd.

Beschreibung von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ mit dem Fuchs-Sondheimer-Formalismus Um die Stärke des AIMR und des GSE zu quantifizieren kann für den Bereich von $t_{\text{Co}} \geq 2$ nm eine Anpassung des $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ -Verlaufs mit

$$\Delta\rho_{\text{op}}(t_{\text{Co}}) = \rho_{\text{Co}}(t_{\text{Co}}, p_p, \rho_{p,\text{Volumen}}) - \rho_{\text{Co}}(t_{\text{Co}}, p_t, \rho_{t,\text{Volumen}}) - \rho_{\text{GSE}} \quad (7.5)$$

durchgeführt werden. Diese Anpassung berücksichtigt, dass $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ die Differenz des spezifischen Widerstands der polaren und der transversalen Geometrie ist. Um die Zahl der Anpassungsparameter zu reduzieren kann zusätzlich die Annahme $\rho_{p,\text{Volumen}} = \rho_{t,\text{Volumen}}$ getroffen werden, da der spezifische Widerstand des Volumenkörpers senkrecht zur Stromrichtung identisch ist. Die Anpassung ist demnach von den drei Parametern $\rho_{t,\text{Volumen}}$, ρ_{GSE} und $\Delta p = p_t - p_p$ abhängig. ρ_{GSE} beschreibt den spezifischen Widerstand von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ für $t_{\text{Co}} \rightarrow \infty$ und drückt somit die Stärke des GSE aus, der im Gegensatz zum AIMR keine Abhängigkeit von t_{Co} aufweist. Δp beschreibt die Änderung der diffusen Grenzflächenstreuung, wenn die Magnetisierung von der Probenebene in Richtung der Probennormale gedreht wird. Diese Größe weist im Gegensatz zu den Konstanten p_t und p_p einen deutlich geringeren Fehler auf, da Δp die einzige Größe in Gleichung 7.5 ist, die nicht bereits durch vorherige Messungen bestimmt wurde und eine t_{Co} -Abhängigkeit zeigt. Aus diesem Grund ist $\Delta\rho_{\text{op,Co}}(t_{\text{Co}})$ sehr empfindlich auf Δp . In Abb. 7.5 ist eine solche Anpassung im Bereich $t_{\text{Co}} \geq 2$ nm gezeigt. Die Anpassung liefert insbesondere für große t_{Co} eine gute Beschreibung von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$, da für diese Werte der Fehler am kleinsten ist. Es werden folgende Anpassungsparameter bestimmt:

$$\Delta p = p_t - p_p = 0,015 \pm 0,0003 \text{ und } \rho_{\text{GSE}} = 0,032 \pm 0,003 \mu\Omega \text{ cm} \quad (7.6)$$

Für Pt/Co/Pt wurden im Vergleich Werte von $\Delta p = 0,044 \pm 0,003$ und $k_{\text{GSE}} = 0,056 \pm 0,003 \mu\Omega \text{ cm}$ ermittelt [229]. Dies zeigt, dass der Anstieg der diffusen Streuung bei Rotation der Magnetisierung aus der Ebene für Pd/Co/Pd nur etwa ein Drittel so stark ist wie für Pt/Co/Pt. Dies ist in Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten von

$\Delta\rho_{\text{op,Co}}$.

Die Tatsache, dass $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ beziehungsweise $\Delta\rho$ für Pt/Co/Pt größer als für Pd/Co/Pd ist, kann zum Beispiel mit dem Unterschied in den Ordnungszahlen Z von Pt und Pd erklärt werden. Einen Einfluss von Z auf $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}$ könnte auf die Spin-Bahn Wechselwirkung zurückzuführen sein, die für Atome eine Z^4 -Abhängigkeit der Energie zeigt [230]. Für Kristalle ist die Abhängigkeit komplizierter. Theoretische Berechnungen von Daalderop et al. für die Spin-Bahn Wechselwirkung in CoPt- und CoPd-Legierungen zeigen beispielsweise einen etwa fünfmal so großen Einfluss dieser Wechselwirkung auf die magnetische Anisotropie von CoPt im Vergleich zu CoPd [206]. Dies ist in der Größenordnung des beobachteten Unterschieds von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$. Durch Berücksichtigung von weiteren Termen wie der Bahn-Polarisierung wird der Unterschied in der Anisotropie deutlich kleiner, was erklären könnte, warum für die Grenzflächenanisotropie K_S von ähnlichen Systemen wie den Pt/Co/Pt- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsystemen auf Si_3N_4 ein weit geringerer Unterschied besteht als für $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$.

Die Stärke des GSE Beitrags beträgt nur etwa 57% des entsprechenden Wertes für Pt/Co/Pt. Eine Abnahme des GSE ist zu erwarten, da die verwendeten Pd/Co/Pd-Schichtsysteme eine deutlich schwächere Textur aufweisen, wie in Kapitel 5 gezeigt wurde. Ein Einfluss der Gitterstruktur kann hingegen ausgeschlossen werden, da sowohl die Pt/Co/Pt- (siehe Abs. 5.3.4) als auch die Pd/Co/Pd-Schichtsysteme (siehe Abs. 5.4.3) in einer fcc Struktur wachsen.

SMR Zur Bestimmung der Stärke des SMR muss die Steigung des spezifischen Co-Widerstands $\left. \frac{d\rho_{\text{Co}}}{d(\mu_0 H)} \right|_{\text{SMR}}$ berechnet werden. Dazu muss, wie bereits im Fall des AMR und AIMR, der Shunt durch die Pd-Schicht eliminiert werden. Da die Steigung oberhalb von etwa 3 T für alle Schichtsysteme (mit Ausnahme von $t_{\text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$) linear ist (siehe Abs. 7.1.1), wird dieser Bereich von $\Delta\mu_0 H$ zur Bestimmung von $\left. \frac{d\rho_{\text{Co}}}{d(\mu_0 H)} \right|_{\text{SMR}}$ verwendet. Für diesen Feldbereich kann nun die Widerstandsdifferenz des Gesamtwiderstands des Schichtsystems $\Delta R_{\text{ges}}(\Delta\mu_0 H)$ bestimmt und eine modifizierte Form von Gleichung 7.4 verwendet werden:

$$\Delta R_{\text{ges}}(\Delta\mu_0 H) = \left[\left(\frac{t_{\text{Co}}}{\rho_{\text{Co}} + \left. \frac{d\rho_{\text{Co}}}{d(\mu_0 H)} \right|_{\text{SMR}} \Delta\mu_0 H} + \frac{t_{\text{Pd}}}{\rho_{\text{Pd}}} \right)^{-1} - \left(\frac{t_{\text{Co}}}{\rho_{\text{Co}}} + \frac{t_{\text{Pd}}}{\rho_{\text{Pd}}} \right)^{-1} \right] \frac{l}{w} \quad (7.7)$$

In Abb. 7.6 sind die berechneten Werte für $-\left. \frac{d\rho_{\text{Co}}}{d(\mu_0 H)} \right|_{\text{SMR}}$ in der polaren Geometrie gezeigt. Für die transversale und longitudinale Geometrie werden qualitativ ähnliche Verläufe gefunden, die aufgrund der besseren Übersicht nicht gezeigt sind. Im gesamten t_{Co} -Bereich ist ein Abfall mit steigendem t_{Co} zu beobachten, der für große Schichtdicken in einem Wert von etwa $0,0101 \mu\Omega \text{ cm/T}$ sättigt. Dieser Wert stimmt in etwa mit anderen Arbeiten überein, die den SMR bei Raumtemperatur für Co-Schichten oder

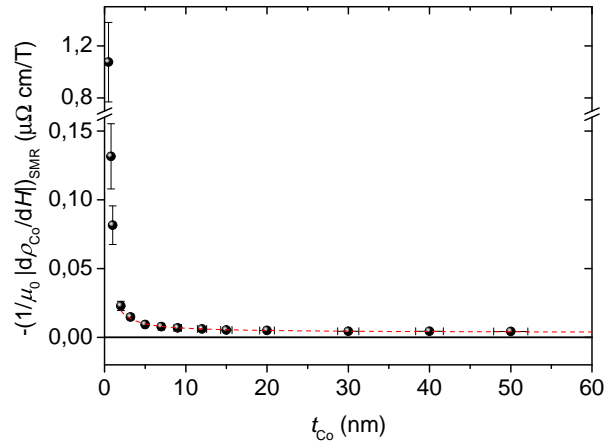


Abbildung 7.6: Stärke des Spinwellen Magnetowiderstands in Abhängigkeit von t_{Co} für Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme in der polaren Geometrie nach Eliminierung des Pd-Shunts. Eine $1/t_{\text{Co}}$ Anpassung ist als gestrichelte Linie gezeigt.

Co-Schichtsysteme mit großem t_{Co} messen [60, 80]. Für $t_{\text{Co}} \geq 2$ nm kann der Verlauf gut durch eine $1/t_{\text{Co}}$ -Anpassung beschrieben werden. Der Verlauf zeigt somit eine t_{Co} -Abhängigkeit, die mit dem Verhalten von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ vergleichbar ist.

Das $1/t_{\text{Co}}$ -Verhalten ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass für Pd/Co/Pd Grenzflächeneffekte die MR-Effekte für kleine t_{Co} dominieren. Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme aus Referenz [60] ist aufgrund der unterschiedlichen Shunt-Korrektur nicht ohne Weiteres möglich. Eine Shuntkorrektur dieser Daten mit Gleichung 7.7 zeigt jedoch, dass bei dem SMR für Pt/Co/Pt-Schichtsystemen ein nahezu konstanter Verlauf mit t_{Co} beobachtet wird [229]. Eine mögliche Erklärung für den Unterschied zwischen den Schichtsystemen ist die höhere Grenzflächenbreite σ der Co/Pd-Grenzflächen im Vergleich zu den Co/Pt-Grenzflächen (siehe Abs. 5.2.2 und Abs. 5.4.1). Wie bereits in den angegebenen Abschnitten erläutert, hängt dieser Unterschied in σ vermutlich mit dem Alterungseffekt von Pd/Co/Pd-Grenzflächen zusammen, der in Abs. 7.3 diskutiert werden wird. Unter der Annahme, dass dieser Alterungseffekt durch eine zunehmende Interdiffusion von Co und Pd an den Grenzflächen bedingt ist, nimmt der Anteil der CoPd-Legierung im Verhältnis zum nicht legierten Co mit fortschreitender Zeit zu.

Die Stärke des SMR zeigt wiederum eine Abhängigkeit von der Curie-Temperatur T_C . Dabei liegen die $\left| \frac{d\rho}{d(\mu_0 H)} \right| (T)$ -Verläufe unterschiedlicher Materialien übereinander, wenn eine T/T_C -Abszissenachse gewählt wird [80]. Für eine ungeordnete $\text{Co}_{50}\text{Pd}_{50}$ -Legierung ist $T_{C,\text{CoPd}} = 800$ K [231] im Vergleich zu reinen Co ($T_{C,\text{Co}} = 1388$ K [21]) reduziert. Das bedeutet, dass für die legierten Grenzflächen ein höherer SMR festgestellt wird, als dies für die reine Co-Schicht der Fall ist. Insbesondere für kleine t_{Co} führt eine zunehmende Legierung an den Grenzflächen somit zu einer Erhöhung des SMR des gesamten Schichtsystems.

7.2 Temperaturabhängigkeit der MR-Effekte von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Die Ursprünge der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands von Übergangsmetallen, die in Abs. 2.2.4 diskutiert wurden, sind auf verschiedene Beiträge zurückzuführen, wie zum Beispiel Störstellen innerhalb des Kristallgitters, Elektron-Phonon- sowie Elektron-Magnon-Streuung. Da sich die Temperaturabhängigkeiten dieser Beiträge unterscheiden, können diese durch Messung des Widerstands bei Variation der Temperatur separiert werden. Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurde diese Temperaturabhängigkeit bereits in Referenz [60] untersucht. Im Folgenden sollen die Ergebnisse dieser Untersuchungen kurz vorgestellt und im Anschluss mit den Ergebnissen für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme verglichen werden.

Zur Messung der Temperaturabhängigkeit des Widerstands wurde der Abs. 3.4 beschriebene Tieftemperaturmessaufbau verwendet. Zunächst wird die Temperaturabhängigkeit des (spezifischen) Widerstands der Schichtsysteme im Nullfeld $R(T)$ in Abs. 7.2.1 untersucht, um die verschiedenen Streubeiträge in Pd/Co/Pd-Schichtsystemen zu separieren. Anschließend werden in 7.2.2 Messungen von $R(H)$ und $R(\mathbf{M})$ bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von 2 - 300 K verwendet, um die Abhängigkeit des AMR, AIMR und SMR von der Temperatur zu untersuchen.

7.2.1 Temperaturabhängigkeit des Widerstands

Die Temperaturabhängigkeit des Widerstands von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen mit $t_{\text{Co}} = 2, 6$ und 20 nm ist in Abb. 7.7 zusammen mit einer Anpassung der Daten gezeigt. Die Anpassung erfolgte in Anlehnung an die Arbeiten von Raquet et al. mit Hilfe einer Kombination der Bloch-Wilson Gleichung 2.38 und dem in Abs. 2.2.4 beschriebenen αT^2 -Modell [80], welches $\rho_{sd-\text{Austausch}}$ berücksichtigt. Wie in Abs. 2.2.4 beschrieben, kann unter Verwendung der Matthiessenschen Regel (Gleichung 2.36) zur Berechnung des Gesamtwiderstands eine Summation der einzelnen Widerstandsbeiträge durchgeführt werden. Diese Beiträge umfassen den statischen Widerstand, den Phononenwiderstand und den Magnonenwiderstand (für ferromagnetisches Übergangsmetalle wie Co). Es ergibt sich für den Widerstand des Pt (Pd) und des Co

$$R_i(T) = R_{st,i} + \underbrace{\tilde{A}_{el-ph,i} \left(\frac{T}{\Theta_{D,i}} \right)^{n_i} \int_0^{\Theta_{D,i}/T} \frac{x^{n_i}}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx}_{R_{Ph,i}}, \quad i = \text{Pt, Pd} \quad (7.8)$$

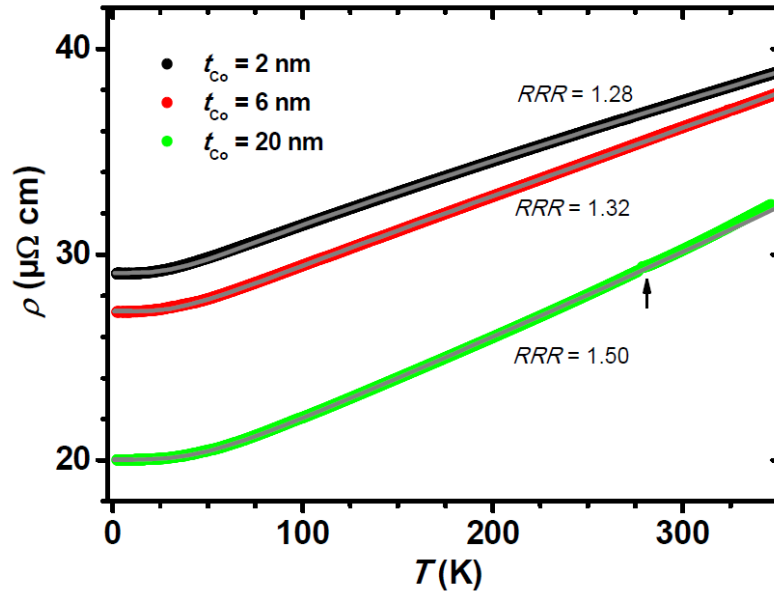


Abbildung 7.7: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen für $t_{\text{Co}} = 2, 6$ und 20 nm. In grau sind Anpassungen mit Hilfe von Gleichungen 7.1, 7.8 und 7.9 dargestellt. Abbildung aus [60].

$$\begin{aligned}
 R_{\text{Co}}(T) = & R_{\text{st,Co}} + \underbrace{\tilde{\alpha}_{\text{Co}} T^2}_{R_{\text{Mag,Co}}(T)} \\
 & + \underbrace{\tilde{A}_{\text{el-ph,Co}} \left(\frac{T}{\Theta_{D,\text{Co}}} \right)^{n_{\text{Co}}} \int_0^{\Theta_{D,\text{Co}}/T} \frac{x^{n_{\text{Co}}}}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx}_{R_{\text{Ph,Co}}(T)}, \quad (7.9)
 \end{aligned}$$

wobei für die betrachteten Metalle die Konstanten $n_{\text{Pt}} = 3,7$, $n_{\text{Pd}} = 3,2$ und $n_{\text{Co}} = 3,3$ [78] verwendet werden.

Für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurden mit Hilfe der Gleichungen 7.1, 7.8 und 7.9 durch Anpassung von $R(T)$ die Konstanten für verschiedenen Streubeiträge bestimmt:

- die spezifischen Widerstände aus Störstellen innerhalb des Kristallgitters ρ_{st} von Co und Pt
- die materialspezifischen Konstanten $A_{\text{el-ph}}$, die die Stärke der Elektron-Phonon-Streuung beschreiben
- die Konstante α , die die Stärke der Elektron-Magnonstreuung der Co-Schichten beschreibt

Die Ergebnisse dieser Anpassungen nach Berechnung der intrinsischen Werte aus den Anpassungsparametern mit Hilfe der Probenabmessungen (Gleichung 4.1) sind in Tabelle

7.2 Temperaturabhängigkeit der MR-Effekte von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

t_{Co} (nm)	$\rho_{\text{st,Pt}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$A_{\text{ph,Pt}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$\rho_{\text{st,Co}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$A_{\text{ph,Co}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	α_{Co} ($\mu\Omega \text{ cm/K}^2$)
2	28 ± 2	21 ± 3	34 ± 2	2 ± 2	$(0,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$
6	27 ± 2	23 ± 3	27 ± 2	16 ± 3	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$
20	28 ± 2	22 ± 3	18 ± 2	24 ± 2	$(2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 7.1: Modellparameter aus der Anpassung der Kurven aus Abb. 7.7 für die drei untersuchten Kobaltdicken. Die intrinsischen Werte wurden mit Hilfe der Probenabmessungen berechnet, wobei $\rho_{\text{st},i} = R_{\text{st},i} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$, $A_{\text{ph},i} = \tilde{A}_{\text{ph},i} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$ und $\alpha_{\text{Co}} = \tilde{\alpha}_{\text{Co}} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$ gilt. Die Messwerte stammen aus Referenz [60].

7.1 dargestellt. Für die Pt-Parameter $\rho_{\text{st,Pt}}$ und $A_{\text{ph,Pt}}$ wurde innerhalb des Fehlers keine Abhängigkeit von t_{Co} festgestellt. Dies ist zu erwarten, da die Wachstums- und Deckschichtdicke nicht variiert wurde. Ein Vergleich des so berechneten Phononenwiderstands mit den Werten für einen ausgedehnten Festkörper [78] zeigt eine gute Übereinstimmung, wie in Abb. 7.9 dargestellt. Dies zeigt, dass sich das Pt wie ein ausgedehnter Festkörper verhält. Für Co wurde hingegen ein Abfall von $\rho_{\text{st,Co}}$ und ein Anstieg von $A_{\text{ph,Co}}$ und α_{Co} mit steigendem t_{Co} festgestellt.

Im Folgenden sollen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen an einem Pd/Co/Pd-Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ präsentiert werden. Die Messung von $R(T)$ ist in Abb. 7.8 dargestellt. Die gezeigte Anpassung wurde durch eine Kombination der in Gleichungen 7.8 und 7.9 gezeigten Temperaturabhängigkeit von Pd und Co sowie des Parallelstrommodells des Schichtsystems in Gleichung 7.1 durchgeführt. Da diese Anpassung eine große Zahl an Anpassungsparametern verwendet, ist es sinnvoll, durch die Verwendung zusätzlicher bekannter Messgrößen die Varianz der Anpassung zu reduzieren. Zu diesem Zweck wird der in Abs. 7.1.3 durch Anpassung von $R_{\text{ges}}(t_{\text{Co}})$ bestimmte Wert von $R_{\text{Pd}} = 465 \pm 31 \Omega$ verwendet.

Wie bereits bei Pt/Co/Pt-Schichtsystemen kann eine gute Anpassungen der Messung erreicht werden. Um eine Abschätzung der Stärke der strukturellen Unordnung zu erhalten, kann das Restwiderstandsverhältnis (RRR)

$$RRR = \frac{\rho_{T=295K}}{\rho_{T=4,2K}} \quad (7.10)$$

verwendet werden, das den Einfluss von statischen und dynamischen Streuprozessen auf den spezifischen Gesamtwiderstand beschreibt. Vergleicht man RRR der Pd/Co/Pd- (siehe Abb. 7.8) mit denen der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme (siehe Abb. 7.7), so liegt der ermittelte Wert $RRR = 1,35$ zwischen den Werten der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit $t_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$ ($RRR = 1,32$) und $t_{\text{Co}} = 20 \text{ nm}$ ($RRR = 1,50$). Der RRR passt sich somit gut in die für Pt/Co/Pt beobachtete t_{Co} -Abhängigkeit ein, obwohl für Wachstums- und Deckschicht ein anderes Material verwendet wurde. Dies zeigt, dass die strukturelle Unordnung in beiden Schichtsystemen vergleichbar ist. Für die Co-Schichten ist dies nicht überraschend, da diese in beiden Systemen identisch hergestellt wurden. Im Falle der Deck- und Wachstumsschichten hat der Materialunterschied (Pt und Pd) und der Unterschied in der Herstellungsmethode der Wachstumsschicht (ECR und DC Magnetron)

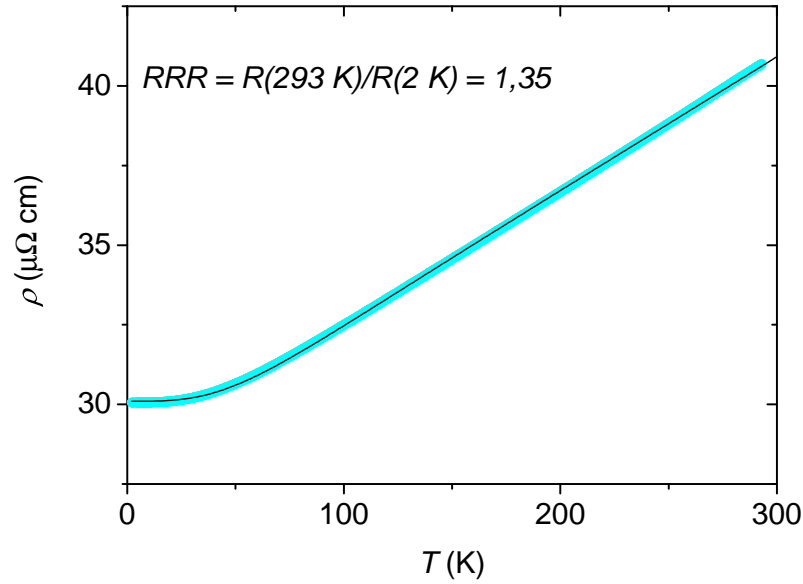


Abbildung 7.8: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen für $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ (blau). Der experimentelle Verlauf wurde mittels der Gleichungen 7.1, 7.8 und 7.9 angepasst (schwarze Linie).

t_{Co} (nm)	$\rho_{\text{st,Pd}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$A_{\text{ph,Pd}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$\rho_{\text{st,Co}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	$A_{\text{ph,Co}}$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)	α_{Co} ($\mu\Omega \text{ cm/K}^2$)
7	34 ± 4	29 ± 8	27 ± 3	25 ± 8	$(1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 7.2: Modellparameter aus der Anpassung des $R(T)$ eines Pd/Co/Pd Schichtsystems mit $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$. Die intrinsischen Werte wurden mit Hilfe der Probenabmessungen berechnet, wobei $\rho_{\text{st},i} = R_{\text{st},i} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$, $A_{\text{ph},i} = \tilde{A}_{\text{ph},i} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$ und $\alpha_{\text{Co}} = \tilde{\alpha}_{\text{Co}} \cdot \frac{w \cdot t_i}{l}$ gilt.

offensichtlich ebenfalls keinen Einfluss auf die Unordnung der Schichtsysteme.

Die Anpassungskonstanten für Pd/Co/Pd sind in Tabelle 7.2 dargestellt. $\rho_{\text{st,Pd}}$ sowie $\rho_{\text{st,Co}}$ stimmen innerhalb des Fehlers mit $\rho_{\text{st,Pt}}$ und $\rho_{\text{st,Co}}$ für Pt/Co/Pt überein. Die Anpassungskonstante $A_{\text{ph,Pd}}$ ähnelt ebenfalls den Werten von $A_{\text{ph,Pt}}$. $A_{\text{ph,Co}}$ ist für das vorliegende Pd/Co/Pd-Schichtsystem hingegen deutlich größer als für das Pt/Co/Pt-Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$ und entspricht innerhalb des Fehlers dem Wert des Pt/Co/Pt-Schichtsystems mit $t_{\text{Co}} = 20 \text{ nm}$ und Co in ausgedehnten Festkörpern [80]. Der Wert für α_{Co} für das Pd/Co/Pd-Schichtsystem entspricht hingegen wieder innerhalb des Fehlers dem Pt/Co/Pt-Schichtsystem mit $t_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$.

Betrachtet man den Phonenwiderstand des Pd, so wird nur eine leichte Abweichung zwischen der Temperaturabhängigkeit des aus $A_{\text{ph,Pd}}$ berechneten Phonenwiderstands und der Temperaturabhängigkeit eines Volumenkristalls [78] beobachtet (siehe Abb. 7.9), die innerhalb des Fehlers liegt. Für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurde hingegen eine sehr gute Übereinstimmung gefunden.

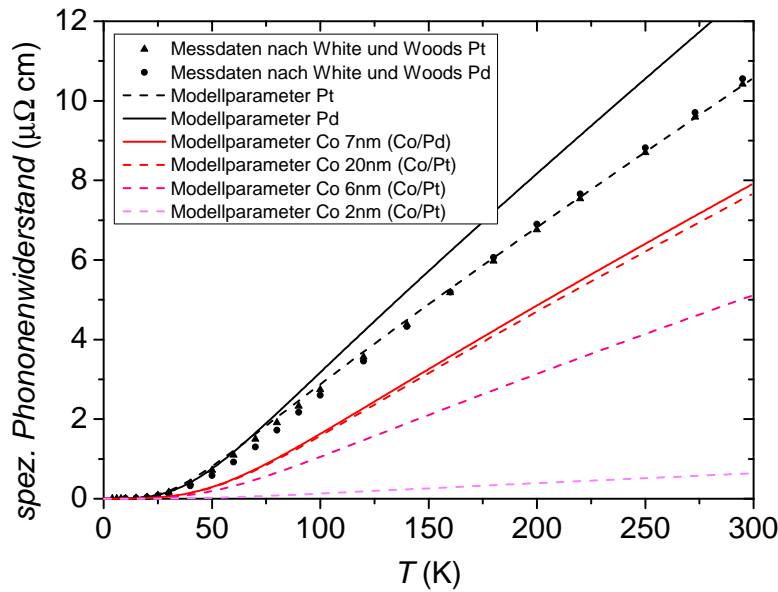


Abbildung 7.9: Temperaturabhängigkeit der Phononenwiderstandsbeiträge zum Gesamtwiderstand von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen berechnet aus den Anpassungsparametern nach den Gleichungen 7.8 und 7.9 verglichen mit den Messwerten von White und Woods [78]. Die Modellparameter für das Co/Pt System stammen aus [60].

Der beobachtete Unterschied von $A_{\text{ph,Co}}$ zeigt allerdings, dass außerdem ein Unterschied in der Elektron-Phononenstreuung in der Co-Schicht besteht. Obwohl die Stärke der Elektron-Phononenstreuung des Pd/Co/Pd-Schichtsystems eher dem Verhalten eines Co-Volumenkristalls entspricht, kann aus der Analyse einer einzigen Messung noch keine Aussage über die t_{Co} Abhängigkeit dieser Schichtsysteme getroffen werden. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, in Zukunft weitere Schichtsysteme mit unterschiedlichen t_{Co} zu untersuchen. Gleichzeitig wäre es interessant zu ermitteln, ob der Alterungsprozess sich nur auf die statischen oder auch auf die temperaturabhängigen Komponenten des Widerstands auswirkt, da auf diese Weise der Ursprung des Alterungsprozesses näher spezifiziert werden könnte.

In Abs. 7.1.3 wurde beobachtet, dass für R_{Pd} der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme ein deutlich größerer Wert bestimmt wurde als für R_{Pt} der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme. Zusätzlich tritt eine Zunahme von R_{Pd} mit der Zeit auf, wie in Abs. 7.3 gezeigt werden wird. Da sich, wie in Abb. 7.9 gezeigt, der Phononenwiderstand für Pt und Pd in einem ausgedehnten Festkörper stark ähneln, liegt der Verdacht nahe, dass der Unterschied entweder auf eine erhöhte Zahl von Störstellen aufgrund der unterschiedlichen Herstellungsmethode der Wachstumsschicht und/oder den Alterungseffekt zurückzuführen ist. Es zeigt sich, dass sowohl $\rho_{\text{st,Pd}}$ als auch $A_{\text{ph,Pd}}$ gegenüber den entsprechenden Werten für Pt nur leicht erhöht sind. Dies legt einen stärkeren Einfluss des Alterungseffekts auf R_{Pd} nahe. Um diese Frage endgültig zu klären, ist jedoch eine Bestimmung von R_{Pd} direkt nach

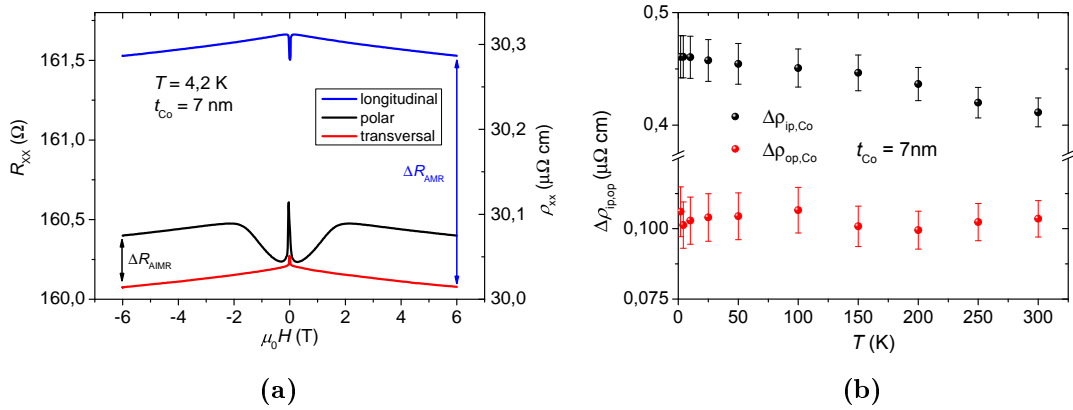


Abbildung 7.10: (a) Messungen von $\rho(\mu_0 H)$ des Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems mit variierendem Magnetfeld in drei Geometrien (siehe Abs. 3.4) bei $T = 4,2 \text{ K}$. Die verschiedenen Ordinatenachsen geben die Messwerte in Form des Längswiderstands (R_{xx}) und des spezifischen Längswiderstands ρ_{xx} an. (b) Temperaturabhängigkeit des spezifischen Differenzwiderstands des Schichtsystems in der ip- und der op-Geometrien.

der Herstellung der Proben (Eliminierung des Alterungseffekts) oder die Verwendung einer ECR Pd-Wachstumsschicht (Eliminierung des Einflusses der Herstellungsmethode) notwendig.

7.2.2 Temperaturabhängigkeit des AMR, AIMR und SMR

In Abb. 7.10(a) sind die $R_{xx}(H)$ -Verläufe in polarer, longitudinaler und transversaler Geometrie des verwendeten Schichtsystems bei $T = 4,2 \text{ K}$ dargestellt. Ein Vergleich mit den Verläufen bei Raumtemperatur in Abb. 7.1(b) zeigt, dass bei beiden Temperaturen ein ähnliches Verhalten beobachtet wird. Allerdings ist beim transversalen Verlauf bei $T = 4,2 \text{ K}$ ein leichter AHMR-Effekt erkennbar. Zusätzlich unterscheidet sich die Steigung von $R_{xx}(H)$ für alle Geometrien im linearen Bereich stark von dem Verhalten bei Raumtemperatur, was auf die Temperaturabhängigkeit des SMR zurückzuführen ist.

Um aus $\Delta R_{\text{ip,ges}}$ und $\Delta R_{\text{op,ges}}$ die shuntkorrigierten Werte $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}$ und $\Delta\rho_{\text{op,Co}}$ zu berechnen, kann erneut Gleichung 7.4 verwendet werden. Dabei bleibt $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ konstant, während $\rho_{\text{Co}}(T)$ und $\rho_{\text{Pd}}(T)$ aus der Anpassung von $R(T)$ aus Abs. 7.2.1 bestimmt werden kann.

In Abb. 7.10(b) sind $\Delta\rho_{\text{ip,Co}}(T)$ und $\Delta\rho_{\text{op,Co}}(T)$ dargestellt. $\Delta R_{\text{ip,ges}}(T)$ zeigt einen leichten Abfall mit steigender Temperatur von etwa 10 %, was über dem Fehler liegt. Für $\Delta R_{\text{op,ges}}(T)$ wird keine klare Tendenz beobachtet. Die maximale Differenz der Werte liegt bei etwa 5 % und damit im Bereich des Fehlers.

Der Verlauf von $\Delta\rho_{\text{op,Co}}(T)$ ist somit in Übereinstimmung mit den Beobachtungen für Pt/Co/Pt, wo ein vergleichbares Verhalten beobachtet wurde [60]. Der Abfall von

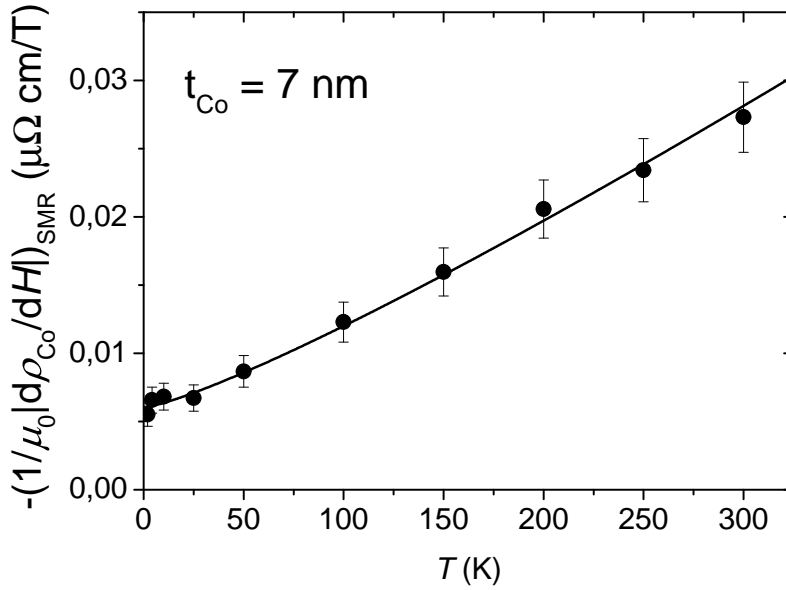


Abbildung 7.11: Temperaturabhängigkeit des Spinwellen Magnetowiderstands von Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm. Eine Anpassung mit dem Modell von Raquet ist ebenfalls dargestellt.

$\Delta\rho_{ip,Co}(T)$ ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen für Co-Schichten mit $t_{Co} = 70 - 300$ nm, die ebenfalls eine Abnahme mit steigender Temperatur zeigen [232]. Da auch für CoPd-Legierungen ein solcher Abfall beobachtet wird [233], ist nicht zu erwarten, dass sich das Vorzeichen der Steigung von $\Delta\rho_{ip,Co}(T)$ für kleinere Schichtdicken ändert. Dass der Abfall des hier untersuchten Schichtsystems jedoch so gering ausfällt zeigt zudem, dass Phononen- und Magnonenstreuung nur einen kleinen Einfluss auf $\Delta\rho_{ip,Co}(T)$ haben können.

Auch die Temperaturabhängigkeit des SMR wurde für das vorliegende Schichtsystem bestimmt. Um die shuntkorrigierten Werte $-|d\rho_{Co}/d(\mu_0 H)|_{SMR}(T)$ zu erhalten, wurde erneut Gleichung 7.7 verwendet. Die temperaturabhängigen Größen $-|d\rho_{Co}/d(\mu_0 H)|_{SMR}(T)$ können aus der Anpassung von $R(T)$ aus Abs. 7.2.1 bestimmt werden.

In Abb. 7.11 ist der Verlauf von $-|d\rho_{Co}/d(\mu_0 H)|_{SMR}(T)$ gezeigt. Zusätzlich wurde eine Anpassung mit Hilfe von Gleichung 2.43 durchgeführt, wobei eine weitere Konstante A eingeführt wird, welche die Stärke der proportionalen Abhängigkeit beschreibt. Um Vergleichbarkeit zu gewährleisten wurde $T_0 = 1$ K angenommen, was den Werten in [60, 95, 96] entspricht. Insgesamt liefert die Anpassung eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten innerhalb des Fehlers. Die Anpassung liefert die Konstanten $A = 12,9 \pm 0,5$ p Ω cm/KT und $d_1 = 0,0 + 0,5 \cdot 10^{-6}$ K $^{-2}$. Der Unterschied des Vorfaktors A mit den Werten aus [60] lässt sich durch die Shuntkorrektur erklären. Der Parameter d_1 , der ein Maß für die Renormalisierung der Magnonenmasse ist [80], weist hingegen große Unterschiede zu den Literaturwerten auf, da er in den hier durchgeführten Untersu-

chungen gegen 0 geht. Dieser Unterschied kann nicht durch einen veränderten Stromfluss durch die Co-Schicht erklärt werden, da die Temperaturabhängigkeit des Shunt bereits in der Berechnung von $-|d\rho_{\text{Co}}/d(\mu_0 H)|_{\text{SMR}}(T)$ berücksichtigt ist. Da d_1 einen quadratischen Anteil von $-|d\rho_{\text{Co}}/d(\mu_0 H)|_{\text{SMR}}(T)$ beschreibt, deutet der ermittelte Anpassungsparameter darauf hin, dass $-|d\rho_{\text{Co}}/d(\mu_0 H)|_{\text{SMR}}$ für große T reduziert ist. Ob der fehlende quadratische Term auf den Alterungseffekt und eine mögliche Veränderung der Grenzflächen zurückzuführen ist, ließe sich durch zeitabhängige Untersuchungen von $-|d\rho_{\text{Co}}/d(\mu_0 H)|_{\text{SMR}}(T)$ klären.

Insgesamt ähnelt das Temperaturverhalten des AMR und AIMR/GSE des Pd/Co/Pd-Schichtsystems dem Verhalten der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme. Der einzige Unterschied ist in dem Verhalten des SMR zu finden. Dies ist auch insofern bemerkenswert, als dass auch für die t_{Co} -Abhängigkeit des SMR ein Unterschied zwischen beiden Schichtsystemen festgestellt wurde (siehe Abs. 7.1.4). In diesem Zusammenhang wurde eine Veränderung der Curie-Temperatur aufgrund einer verstärkten Legierungsbildung als Ursache für das beobachtete Verhalten angeführt. Eine solche Legierungsbildung des Schichtsystems würde ebenfalls erklären, warum das vergleichsweise simple Modell aus Gleichung 2.43 das Schichtsystem nicht mehr beschreiben kann. Sollte sich zeigen, dass tatsächlich eine starke Legierungsbildung vorliegt, könnte das Modell um eine zweite Schicht bestehend aus CoPd erweitert werden. Ohne eine genauere Kenntnis der Eigenschaften dieser Legierung liefert die Einführung zusätzlicher Anpassungsparameter jedoch keine zusätzlichen Informationen über das Schichtsystem.

7.3 Alterungseffekt der MR-Effekte und magnetischen Anisotropie von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

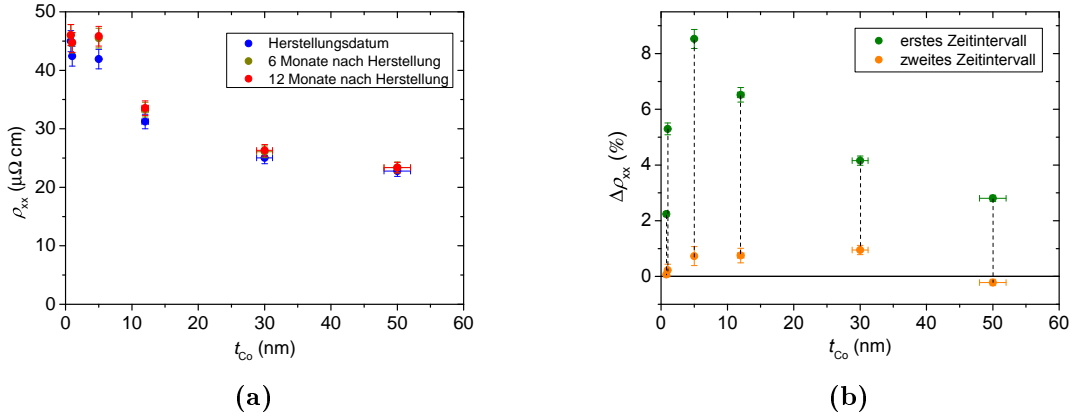


Abbildung 7.12: (a) spezifischer Widerstand von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsystemen direkt nach der Herstellung, 6 Monate nach der Herstellung und 1 Jahr nach der Herstellung. (b) spezifische Widerstandsdifferenz zwischen den drei Zeitpunkten aus (a) in Prozent. Die schwarzen Linien dienen zur besseren Übersichtlichkeit und verdeutlichen den Unterschied in der Zunahme des Widerstands zwischen beiden Zeitintervallen.

Bei der Untersuchung der MR-Effekte der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wurde festgestellt, dass sich bestimmte Eigenschaften wie der Gesamtwiderstand sowie der AMR- und AIMR-Effekt mit der Zeit verändern. Es kommt also zu einem Alterungseffekt. Dieser Effekt lässt sich anhand von drei verschiedenen Messreihen nachvollziehen, die im Abstand von mehreren Monaten durchgeführt wurden. Zunächst wurden für alle Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wenige Tage nach der Herstellung Messungen von $R(\mathbf{M})$ vorgenommen (siehe Abs. 7.1.2). Ungefähr ein halbes Jahr später wurde $R(H)$ für die Proben gemessen (siehe Abs. 7.1.1). Ein weiteres halbes Jahr später wurden beide Arten von Messungen gleichzeitig durchgeführt.

Mit Hilfe dieser Messreihen kann der Längswiderstand für drei Zeitpunkte und die magnetische Anisotropie sowie die AMR- und AIMR-Verhältniss für zwei Zeitpunkte im Abstand von etwa 6 Monaten miteinander verglichen werden. Im weiteren Verlauf wird der Zeitraum zwischen der ersten und der zweiten Messreihe als erstes Zeitintervall und der Zeitraum zwischen der zweiten und dritten Messreihe als zweites Zeitintervall bezeichnet.

Die Veränderung des spezifischen Längswiderstands mit der Zeit ist in Abb. 7.12(a) dargestellt. Die relative Veränderung in dem ersten Zeitintervall ist dabei sehr viel höher als im zweiten Zeitintervall. Um dies deutlich zu machen, ist in Abb. 7.12(b) die Veränderung für beide Zeitintervalle in Prozent dargestellt. Während in den ersten 6 Monaten eine Zunahme des Widerstands um 2,2% ($t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$) bis 8,5% ($t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$) beob-

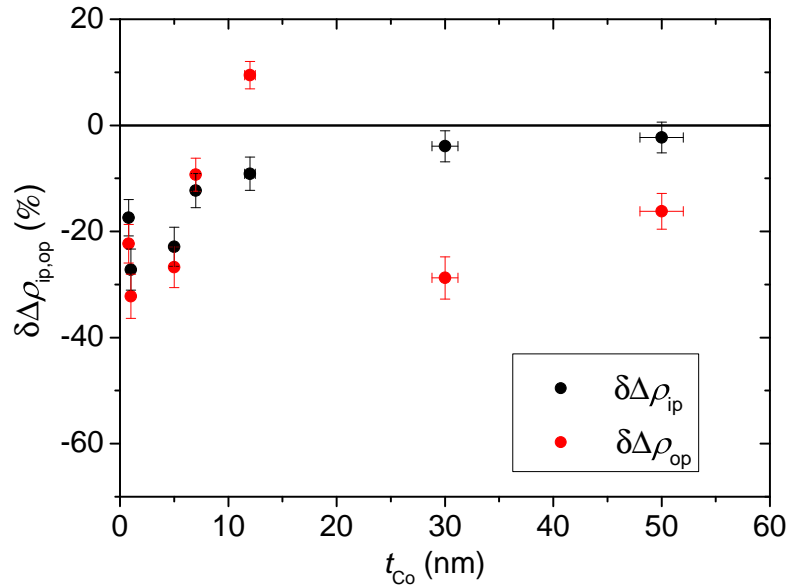


Abbildung 7.13: Zeitliche Veränderung von $\Delta\rho_{ip,Co}$ und $\Delta\rho_{op,Co}$ von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm für verschiedene Schichtdicken t_{Co} in Prozent, gemessen im Abstand von einem Jahr.

achtet wird, kommt es in den zweiten 6 Monaten nur zu einer Zunahme von 0,07% ($t_{Co} = 0,8$ nm) bis 0,94% ($t_{Co} = 30$ nm). Für $t_{Co} = 50$ nm tritt in den zweiten 6 Monaten sogar eine Abnahme des spezifischen Widerstands von $-0,22\%$ auf.

Der Verlauf von $\Delta\rho_{xx}$ zeigt, dass es sich bei dem Alterungseffekt um einen Grenzflächeneffekt handeln könnte. Zwar würde für einen Grenzflächeneffekt ein $1/t_{Co}$ -Verhalten im gesamten Schichtdickenbereich erwartet, allerdings weist ρ_{xx} Beiträge durch den Pd-Shunt auf. Wie in Referenz [16] für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme am Beispiel von $\Delta\tilde{\rho}_{op,Co}$, also dem AIMR vor Durchführung einer Shuntkorrektur, gezeigt, führt ein solcher Shunt zu einem qualitativ ähnlichem Verhalten. Der beobachtete $\Delta\rho_{xx}$ -Verlauf ist somit ein Indiz dafür, dass es sich bei dem Alterungseffekt um eine Veränderung der Grenzflächen handeln könnte. Um dies zu überprüfen, kann ebenfalls untersucht werden, ob im AIMR-Verhältnis ein Alterungseffekt auftritt.

Mit Hilfe der Messungen von R_{xx} aus Abb. 7.12(a) kann eine Berechnung des Pd-Shunts wie in Abs. 7.1.3 beschrieben auch für die Messungen des ersten und zweiten Zeitpunkts durchgeführt werden. Dies erlaubt die Berechnung von $\Delta\rho_{ip,Co}$ und $\Delta\rho_{op,Co}$ für den ersten Zeitpunkt, da bei dem zweiten Zeitpunkt keine Rotationsmessungen durchgeführt wurden. Das prozentuale Änderung von $\Delta\rho_{ip,Co}$ und $\Delta\rho_{op,Co}$ ist in Abb. 7.13 dargestellt. Diese Änderung wird im Folgenden als $\delta\Delta\rho_{ip,Co}$ und $\delta\Delta\rho_{op,Co}$ bezeichnet. Für beide Größen wird für alle t_{Co} eine Abnahme des Betrags mit der Zeit beobachtet. Eine Ausnahme bildet $\Delta\rho_{op,Co}$ für $t_{Co} = 12$ nm, wo eine Zunahme beobachtet wird. Insgesamt ist $\delta\Delta\rho_{ip,Co}(t_{Co})$ und $\delta\Delta\rho_{op,Co}$ für kleine t_{Co} am größten. Dies ist erneut ein Hinweis dar-

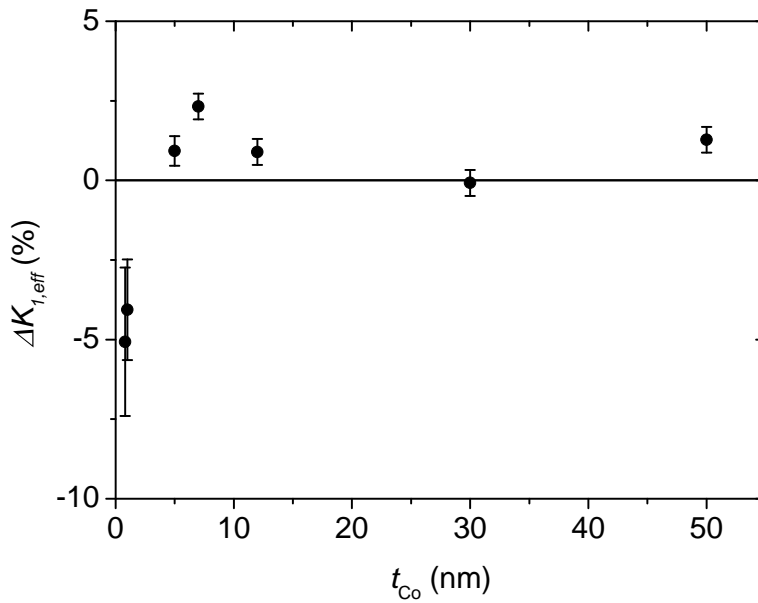


Abbildung 7.14: Zeitliche Veränderung der effektiven Anisotropiekonstante 1. Ordnung von Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsystemen für verschiedene Schichtdicken t_{Co} im zweiten Zeitintervall (6 - 12 Monate nach Herstellung).

auf, dass es sich bei dem Alterungseffekt um einen Grenzflächeneffekt handeln könnte. Allerdings zeigt $\delta\Delta\rho_{op,Co}$ für $t_{Co} \geq 30$ nm ebenfalls einen deutlichen Abfall des Betrags. Da für diesen t_{Co} -Bereich angenommen wird, dass der Hauptanteil von $\Delta\rho_{op,Co}$ auf den GSE zurückzuführen ist, welcher ein Effekt der Textur des Schichtsystems ist [96], kann eine solche Veränderung der Grenzflächen die Beobachtungen nicht vollständig erklären.

Zusätzlich zum Alterungseffekt der MR-Effekte wurde ebenfalls der Alterungseffekt der magnetischen Anisotropie untersucht. Allerdings kann der Effekt nur für das zweite Zeitintervall untersucht werden. In Abb. 7.14 ist dies für die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung $K_{1,eff}$ dargestellt. Dabei wird nur ein kleiner Alterungseffekt beobachtet, der für kleine t_{Co} am größten ist. Da in diesem Zeitintervall jedoch auch für $\Delta\rho_{xx}$ nur eine kleine Veränderung beobachtet wird, kann nicht ausgeschlossen werden, dass in den ersten Monaten nach der Herstellung ein stärkerer Alterungseffekt von $K_{1,eff}$ auftritt. Für die Anisotropiekonstante 2. Ordnung K_2 (nicht gezeigt) wird innerhalb des Fehlers kein Alterungseffekt im zweiten Zeitintervall beobachtet.

Es wurde ebenfalls untersucht, ob der Alterungseffekt einen Einfluss auf den SMR hat. Dazu können Messungen des zweiten und dritten Zeitpunkts verwendet werden, so dass nur der Alterungseffekt im zweiten Zeitintervall beobachtet werden kann. Wie bereits in Abs. 7.1.4 werden Messungen von $R_{xx}(H)$ in der polaren Geometrie benutzt, um den SMR mit Gleichung 7.7 zu bestimmen. Wie bereits für den AMR und den AIMR ist es daher notwendig, eine Berechnung des Pd-Shunts für beide Zeitpunkte separat durchzu-

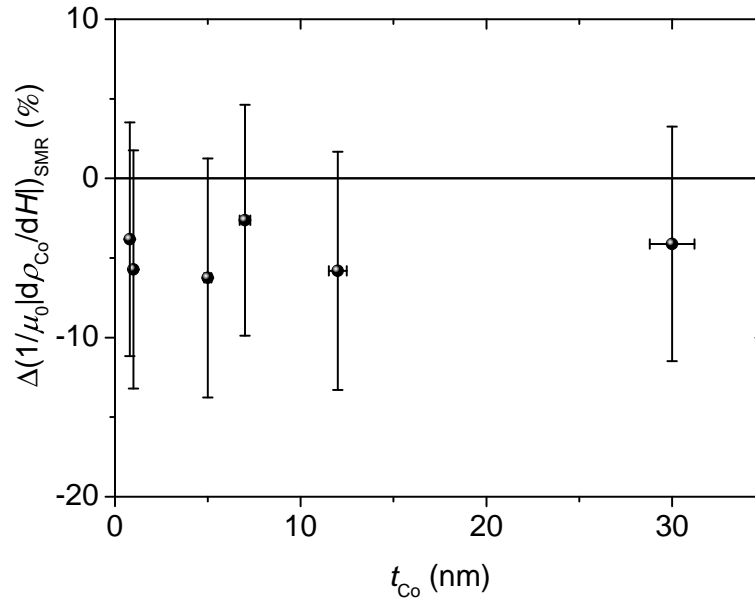


Abbildung 7.15: Zeitliche Veränderung des SMR in Abhängigkeit von t_{Co} für Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme in der polaren Geometrie. Die verwendeten Messungen wurden in einem Abstand etwa 6 Monaten durchgeführt.

führen und $\left| \frac{d\rho_{Co}}{d(\mu_0 H)} \right|_{SMR}$ für beide Zeitpunkte zu berechnen. Die Veränderung in Prozent des SMR zwischen beiden Zeitpunkten ist in Abb. 7.15 dargestellt. Es zeigt sich, dass der Einfluss der Alterung auf den SMR im zweiten Zeitintervall gering ist, maximal wird ein Abfall des SMR von etwa 6 % beobachtet. Zudem ist der Fehler verhältnismäßig groß, was auf den Fehler der Bestimmung von $\rho_{Co,t,Volumen}$ bei der Berechnung des Pd-Shunts zurückzuführen ist. Der Fehler ist beim 2. Zeitpunkt größer als bei den anderen Zeitpunkten, da die Messungen der Proben mit unterschiedlichen t_{Co} zeitlich weiter auseinander liegen. Dies führt dazu, dass innerhalb des Fehlers nicht mehr zu unterscheiden ist, ob es durch die Alterung insgesamt zu einem Anstieg oder einem Abfall des SMR im zweiten Zeitintervall kommt. Da allerdings für den Gesamtwiderstand im ersten Zeitintervall ein deutlich größerer Effekt beobachtet wird, ist es nicht auszuschließen, dass auch für den SMR in den ersten Monaten nach der Herstellung ein deutlich größerer Alterungseffekt auftritt. Unter der Annahme, dass es der Alterungseffekt auf eine zunehmende Legierungsbildung an den Co/Pd-Grenzflächen zurückzuführen ist, würde mit fortschreitender Zeit nach den Überlegungen aus Abs. 7.1.4 eine Zunahme des SMR erwartet.

Auch in der Literatur wird eine zeitliche Veränderung der Eigenschaften von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen oder Co/Pd-Multilagern beschrieben. Li et al. [234] beschreiben eine drastische Reduktion des Koerzitivfelds sowie der Sättigungsmagnetisierung nach wenigen Stunden nach der Herstellung, obwohl eine 20 nm dicke Pd-Deckschicht verwendet wurde. Dies führen die Autoren auf ein Eindringen von Wasserstoff in die Schichtstruk-

tur zurück, da Wasserstoff im Gegensatz zu Sauerstoff eine große Eindringtiefe in Pd besitzt. Die von Lin et al. gezeigten XRD-Untersuchungen zeigen hingegen auch nach Ablauf von 167 Stunden keine Veränderung. Der von Lin et al. beobachtete Effekt findet jedoch auf einer anderen Zeitskala als der in dieser Arbeit diskutierte Alterungseffekt statt und kann daher die in dieser Arbeit beobachteten zeitlichen Veränderungen nicht erklären. Dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch für die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme eine Veränderung der magnetogalvanischen Eigenschaften in der gleichen Zeitskala wie bei Lin et al. auftritt.

Eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften von Co/Pd in einem Zeitraum von mehreren Monaten wird zum Beispiel von Rosenblatt et al. [235] und Wang et al. [236] beschrieben. Konkret beobachtet Rosenblatt et al. eine Zunahme des AHE über einen Zeitraum von 120 Tagen. Dies wird auf eine zunehmende Rauigkeit und eine Erhöhung der diffusen Streuung zurückgeführt. Da eine 30 nm dicke Ge-Deckschicht verwendet wird, kann eine Oxidation oder das Eindringen von Wasserstoff mit einiger Sicherheit ausgeschlossen werden. Leider wurden von Rosenblatt et al. keine Strukturuntersuchungen durchgeführt, die einen Aufschluss über die genaueren Ursachen geben könnten.

Wang et al. beobachten eine Umkehrung des Vorzeichens des AHE in einem Zeitraum von 6 Monaten. Auch Wang et al. erklären diesen Alterungseffekt mit einer Absorption von Wasserstoff [236].

Die Untersuchungen von Rosenblatt et al. und Wang et al. beschäftigen sich demnach beide mit einem Zeitraum, der mit dem Zeitrahmen des in dieser Arbeit gezeigten Alterungseffekts übereinstimmt. Jedoch wird in beiden Arbeiten ausschließlich der Einfluss auf den AHE untersucht und über die Ursache der Alterung nur gemutmaßt.

Zusätzlich zu den in diesen Veröffentlichungen genannten Erklärungen für die Alterung der Co/Pd-Schichtsysteme kann ebenfalls eine zunehmende Durchmischung zwischen Co und Pd an den Grenzflächen die Ergebnisse beschreiben. Dies würde zudem erklären, warum nur ein geringer Einfluss auf die magnetische Anisotropie zu beobachten ist, wie im Folgenden erklärt wird. Wie in Kapitel 6 beschrieben, zeigt der $K_{1,\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}(t_{\text{Co}})$ -Verlauf für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme für $t_{\text{Co}} \geq 0,5 \text{ nm}$ einen linearen Verlauf, obwohl für $t_{\text{Co}} < 1 \text{ nm}$ CoPd-Legierungen einen wesentlichen Teil des magnetischen Volumens ausmachen. Da die Menge an Co-Atomen in dem Schichtsystem auch nach einer Legierung mit den Pd-Schichten konstant bleibt, zeigt dies, dass eine solche Legierung eine ähnliche Anisotropie besitzt wie eine Co-Schicht mit gleicher Zahl an Co-Atomen. Durch einen Alterungseffekt, der zu einer zunehmenden Legierung zwischen Co und Pd führt, ist demnach keine drastische Änderung der magnetischen Anisotropie zu erwarten.

Um zu entscheiden, welche Ursache hauptsächlich für das beobachtete Verhalten verantwortlich ist, könnten zum Beispiel Pd/Co/Pd/Pt-Schichtsysteme hergestellt werden, deren etwa 3 nm dicke Pt-Deckschicht ein Eindringen von Sauerstoff und Wasserstoff verhindert. Ist dennoch ein vergleichbarer Alterungseffekt zu beobachten, kann ein Eindringen von Fremdatomen als Ursache für die Alterung ausgeschlossen werden. Die Ursache des Alterungseffekts ist insofern von Bedeutung, da insbesondere für die in der Literatur verwendeten Co/Pd-Multilagen mit einer großen Anzahl von Lagen eine solche Legierungsbildung einen weit größeren Effekt hätte, als das Eindringen von Wasserstoff,

wodurch nur die Eigenschaften der obersten Schichten verändert würden.

Insgesamt wurde der Alterungsprozess von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen anhand des elektrischen Widerstands, der Stärke des AMR und AIMR, der magnetischen Anisotropie sowie des SMR untersucht. Diese Untersuchungen deuten darauf hin, dass der Alterungsprozess auf eine Veränderung der Grenzflächen zurückzuführen ist. Daher ist davon auszugehen, dass die Alterung durch eine zunehmende Legierung der Grenzflächen und nicht durch eine Oxidation oder ein Eindringen von Wasserstoff in die Proben verursacht wird.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Korrelation zwischen strukturellen Eigenschaften und der magnetischen Anisotropie und Magnetowiderstandseffekten von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtensystemen.

Zunächst wurde untersucht, wie sich das verwendete Substrat auf die strukturellen und magnetischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen auswirkt. Dabei wurde mit Hilfe von HRTEM festgestellt, dass sich auf natürlich-oxidiertem Silizium (Si_{ox}) das Pt der Wachstumsschicht mit dem Si des Substrats vermischt, so dass ober- und unterhalb der natürlichen Oxidschicht eine PtSi-Legierung entsteht. Wird stattdessen thermisch oxidiertes Silizium (SiO_2) als Substrat verwendet, kommt es zu keiner Interdiffusion des Pt mit dem Substrat. Das untersuchte Verhalten wird auf die Dicke der Oxidschicht zurückgeführt, welche für Si_{ox} $2 \pm 0,5$ nm und für SiO_2 300 ± 3 nm beträgt.

Mit Hilfe von XRR wurde nachgewiesen, dass die PtSi-Bildung mit der Verwendung von Elektron-Zyklotronresonanz Sputterdeposition (ECR) für die Pt-Wachstumsschicht und der großen freien Enthalpie von PtSi erklärt werden kann.

Um die Verspannung des Kristallgitters in Abhängigkeit der Co-Schichtdicke t_{Co} zu ermitteln, wurden XRD Messungen durchgeführt. Durch die Schichtabfolge Pt/Co/Pt kommt es zu einer Interferenz zwischen der Bragg-Streuung der Pt-Wachstums- und -Deckschicht, wodurch ein Multireflexspektrum entsteht, dessen mittlere Position dem 2θ -Winkel des Pt fcc(111) Reflexes entspricht. Dieses Spektrum kann mit Hilfe der kinematischen Näherung angepasst und so die Gitterabstände des Schichtsystems ermittelt werden. Da die Position und Intensität der einzelnen Peaks im Multireflexspektrum abhängig vom Abstand zwischen Wachstums- und Deckschicht ist, kann auf diese Weise auf die Verspannung der dazwischen liegenden Co-Schicht geschlossen werden. Dies ist ebenfalls möglich, wenn die Intensität der Co-Reflexe zu gering ist um den Co-Gitterabstand an der Position dieser Reflexe zu bestimmen.

Auf diese Weise wurde ermittelt, dass der Gitterabstand des Co in Wachstumsrichtung mit sinkendem t_{Co} für $t_{Co} < 9$ nm abnimmt. Die Qualität der Anpassung konnte durch die Einführung von Grenzflächenschichten verbessert werden. Für $t_{Co} = 1$ nm erhält man, abhängig von dem Gitterstand der Grenzflächen, eine Reduktion des Co-Gitterabstands von über 10 %, was im Bereich der Verspannung in Wachstumsrichtung liegt, die für ein epitaktisches Wachstum von Co auf Pt erwartet wird.

Mit Hilfe des MOKE und dem AHE wurde untersucht, wie sich die beobachteten strukturellen Eigenschaften auf die magnetische Anisotropie auswirken. Für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf einem Si_{ox} -Substrat wurde eine höhere Grenzflächenanisotropiekonstante K_S als auf SiO_2 ermittelt. Dies ist bemerkenswert, da Werte von K_S erreicht

werden, die im Bereich von mit MBE hergestellten Co/Pt-Schichtsystemen liegen. Diese Erhöhung von K_S kann mit einer veränderten Verspannung der Grenzflächenschicht unter Berücksichtigung des van der Merwe-Modells erklärt werden, die durch veränderte Wachstumsbedingungen des Co auf der (PtSi-)Wachstumsschicht verursacht wird. Der Unterschied liegt in der Größenordnung der mit XRD ermittelten Verspannung des Co für $t_{Co} = 1$ nm und könnte ebenfalls für das Abknicken des $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlaufs auf Si_{ox} bei $t_{Co} < 1$ nm verantwortlich sein, das unter Verwendung eines SiO_2 - oder Si_3N_4 -Substrats erst bei kleineren t_{Co} auftritt.

Die Pd-Wachstumsschicht der in dieser Arbeit untersuchten Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wurde mit DC Magnetron-Plasmazerstäuben und nicht mit ECR Sputterdeposition hergestellt. Mit Hilfe von XRD Karten und in-plane XRD Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass dadurch eine schwächer ausgeprägte Textur verursacht wird. Auch wurde eine um etwa $\Delta\sigma \approx 0,3$ nm höhere Grenzflächenbreite als für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf SiO_2 nachgewiesen.

Für diese Schichtsysteme wird eine Volumenanisotropie K_{1V} gemessen, die innerhalb des Fehlers mit dem Wert für eine Co fcc Struktur übereinstimmt und kleiner ist als K_{1V} für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme auf dem selben Substrat.

Wird jedoch eine mit ECR Sputterdeposition hergestellte Pt-Wachstumsschicht unterhalb der Pd-Wachstumsschicht aufgetragen, kann K_{1V} erhöht werden. Um zu klären, ob dies allein auf eine Verbesserung der Textur oder auch auf eine Veränderung der Verspannung des Schichtsystems zurückzuführen ist, sind weitere Strukturuntersuchungen an diesen Systemen notwendig.

Für Pt/Co/Pt- und Pt/Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wurde zudem eine Veränderung der Steigung des $K_{1,eff} \cdot t_{Co}(t_{Co})$ -Verlaufs bei $t_{Co} \approx 4$ nm nachgewiesen, welche für Pd/Co/Pd-Schichtsysteme nicht auftritt. Diese Steigungsänderung wird wahrscheinlich durch eine Änderung der magnetoelastischen Anisotropie verursacht und ist auf die Verwendung von ECR zur Herstellung der Wachstumsschicht zurückzuführen.

Messungen der Magnetowiderstandseffekte an den Pd/Co/Pd-Schichtsystemen wurden ebenfalls durchgeführt. Wie bereits für Pt/Co/Pt wurde sowohl der AIMR als auch der Anisotrope Hochfeld Magnetowiderstand (AHMR) nachgewiesen, wobei die Stärke des AIMR im Vergleich zu Pt/Co/Pt reduziert ist. Das qualitative Verhalten des AMR, AIMR und GSE der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme entspricht dem Verhalten der Pt/Co/Pt-Schichtsysteme. Für den SMR wurde jedoch ein von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen abweichendes Verhalten festgestellt. Dies kann mit einer verstärkten Legierungsbildung an den Grenzflächen und der daraus resultierenden Absenkung der Curie-Temperatur des Schichtsystems im Vergleich zu Pt/Co/Pt erklärt werden.

Bei der Untersuchung der Magnetowiderstandseffekte der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme wurde zudem festgestellt, dass sich die Stärke dieser Effekte über einen Zeitraum von mehreren Monaten verändert. Bei Pt/Co/Pt-Schichtsysteme tritt ein solcher Alterungseffekt hingegen nicht auf. Dieser Effekt führt insbesondere zu einer Zunahme des Gesamtwiderstands der Schichtsysteme, es wird jedoch auch eine Auswirkung auf den AMR und

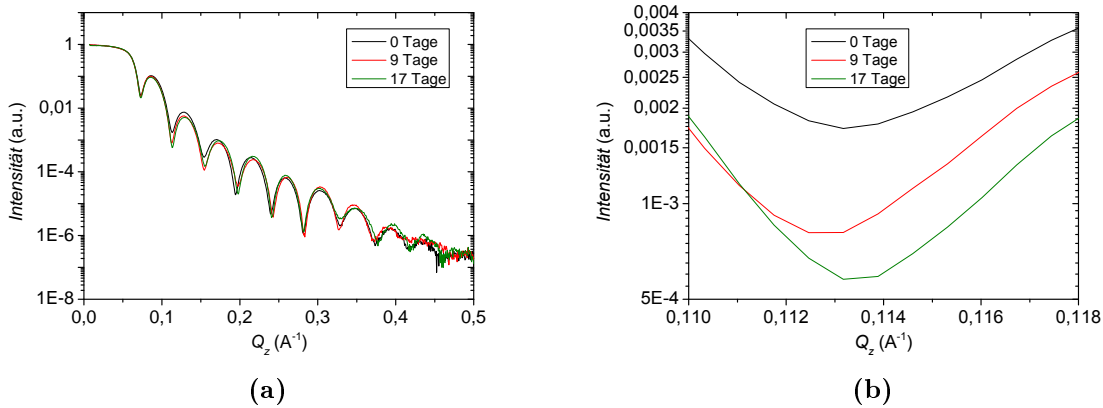


Abbildung 8.1: (a) XRR-Messungen eines Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems am Tag der Herstellung (schwarz), 9 Tage nach der Herstellung (rot) und 13 Tage nach Herstellung (grün). (b) Vergrößerte Darstellung der Messungen aus (a) im Bereich des zweiten lokalen Minimums.

den AIMR beobachtet. Für die magnetische Anisotropie und den SMR ist der Alterungseffekt hingegen so klein, dass er innerhalb der Messgenauigkeit nicht vom statistischen Fehler zu unterscheiden ist.

Durch eine Untersuchung der Abhängigkeit der Stärke der Alterung von t_{Co} konnte festgestellt werden, dass die Alterung wahrscheinlich auf eine zunehmende Interdiffusion der Pd/Co- und Co/Pd-Grenzflächen zurückzuführen ist.

Um die Frage des Ursprungs des Alterungseffekts endgültig zu klären, wurde bereits eine Messreihe gestartet, die eine regelmäßige und simultane Messung der Magnetowiderstandseffekte und der strukturellen Eigenschaften kombiniert. Das Ziel ist es, eine Korrelation zwischen der zeitlichen Entwicklung der magnetogalvanischen und strukturellen Eigenschaften über einen Zeitraum von mehreren Monaten herzustellen.

Erste XRR-Messungen an Pd/Co/Pd-Schichtsystemen mit $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$ und 7 nm zeigen bereits im Verlauf von wenigen Tagen deutlich sichtbare Veränderungen der XRR-Kurven. Dies ist am Beispiel des Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems in Abb. 8.1(a) gezeigt. Eine vergrößerte Darstellung einer der Oszillationen in Abb. 8.1(b) zeigt, wie sich die Amplitude dieser Oszillation mit der Zeit vergrößert. Für andere Oszillationen ist hingegen eine Abschwächung mit fortschreitender Zeit sichtbar. Durch Anpassungen mit Paratts rekursiver Methode kann ein Anstieg der Grenzflächenbreite zwischen Wachstums- und Co-Schicht σ_{Wachstum} und zwischen Co- und Deckschicht σ_{Co} als Ursache für dieses Verhalten nachgewiesen werden. Für die Probenoberfläche und die Grenzfläche zwischen Substrat und Wachstumsschicht wurde hingegen innerhalb des Fehlers keine Veränderung festgestellt.

Gleichzeitig wird ein deutlicher Anstieg des Widerstands gemessen. Die Widerstandsdifferenzen ΔR_{AIMR} und ΔR_{AMR} zeigen in den ersten 20 Tagen nach der Herstellung zusätzlich ein t_{Co} -abhängiges Verhalten. Für ΔR_{AIMR} wird für $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$ ein leichter

Abfall beobachtet, während für $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ in dem untersuchten Zeitraum keine Veränderung auftritt. ΔR_{AMR} zeigt für $t_{\text{Co}} = 2 \text{ nm}$ eine Zunahme, während für $t_{\text{Co}} = 7 \text{ nm}$ eine deutliche Abnahme beobachtet wird.

Diese Untersuchungen zeigen, dass der Alterungseffekt nicht nur zeitabhängig ist, sondern auch eine klare Abhängigkeit von t_{Co} zeigt. Außerdem konnte bereits nachgewiesen werden, dass der Alterungsprozess nicht nur über mehrere Monate sondern auch Tage nach der Herstellung einen deutlichen Effekt auf die Grenzflächenbreiten und MR-Effekte hat. Messungen im Verlauf von einigen Monaten nach der Herstellung werden die zeitliche Abhängigkeit dieses Alterungseffekts genauer bestimmen können. Es ist zu erwarten, dass durch Auswertungen der XRR ω -Messungen zukünftig ebenfalls geklärt werden kann, ob die Zunahme von σ auf eine Zunahme der Grenzflächenrauigkeit oder der Interdiffusion zurückzuführen ist.

Eine genaue Untersuchung des Alterungseffekts ist nicht nur notwendig, um eine bessere Kontrolle über die strukturellen und magnetischen Eigenschaften von solchen Schichtsystemen zu gewinnen. Der Effekt kann zudem dazu verwendet werden, um den Einfluss der Grenzflächen auf diese Eigenschaften zu dokumentieren, so dass in Zukunft ein besseres Verständnis der Zusammenhänge der strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen gewonnen werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] U. Gradmann and J. Müller, “Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers”, *Phys. Status Solidi B*, **27**, 313 (1968)
- [2] L. Néel, “Anisotropie magnetique superficielle et surstructures d’orientation”, *J. Phys. Rad.*, **15**, 225 (1954)
- [3] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna, “Perpendicular Magnetic-Anisotropy In Pd/Co Thin-Film Layered Structures”, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 178 (1985)
- [4] P. F. Carcia, “Perpendicular Magnetic-Anisotropy In Pd/Co And Pt/Co Thin-Film Layered Structures”, *J. Appl. Phys.*, **63**, 5066 (1988)
- [5] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, and E. E. Fullerton, “Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy”, *Nat. Mater.*, **5**, 210 (2006)
- [6] B. Carvello, C. Ducruet, B. Rodmacq, S. Auffret, E. Gautier, G. Gaudin, and B. Dieny, “Sizable room-temperature magnetoresistance in cobalt based magnetic tunnel junctions with out-of-plane anisotropy”, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 102508 (2008)
- [7] J. H. Park, C. Park, T. Jeong, M. T. Moneck, N. T. Nufer, and J. G. Zhu, “Co/Pt multilayer based magnetic tunnel junctions using perpendicular magnetic anisotropy”, *J. Appl. Phys.*, **103**, 07A917 (2008)
- [8] Y. Wang, W. X. Wang, H. X. Wei, B. S. Zhang, W. S. Zhan, and X. F. Han, “Effect of annealing on the magnetic tunnel junction with Co/Pt perpendicular anisotropy ferromagnetic multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **107**, 09C711 (2010)
- [9] K. Yakushiji, T. Saruya, H. Kubota, A. Fukushima, T. Nagahama, S. Yuasa, and K. Ando, “Ultrathin Co/Pt and Co/Pd superlattice films for MgO-based perpendicular magnetic tunnel junctions”, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 232508 (2010)
- [10] Z. Kugler, J. P. Grote, V. Drewello, O. Schebaum, G. Reiss, and A. Thomas, “Co/Pt multilayer-based magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy”, *J. Appl. Phys.*, **111**, 07C703 (2012)
- [11] H. Sato, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Fukami, F. Matsukura, and H. Ohno, “MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO Recording Structure in Magnetic Tunnel Junctions With Perpendicular Easy Axis”, *IEEE T. Magn.*, **49**, 4437 (2013)

- [12] S. Ishikawa, H. Sato, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Fukami, F. Matsukura, and H. Ohno, “Co/Pt multilayer-based magnetic tunnel junctions with a CoFeB/Ta insertion layer”, *J. Appl. Phys.*, **115**, 17C719 (2014)
- [13] M. Julliere, “Tunneling between ferromagnetic films”, *Phys. Lett. A*, **54**, 225 (1975)
- [14] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Vandau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, “Giant Magnetoresistance of (001)fe/(001) Cr Magnetic Superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988)
- [15] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, “Enhanced Magnetoresistance In Layered Magnetic-structures With Antiferromagnetic Interlayer Exchange”, *Phys. Rev. B*, **39**, 4828 (1989)
- [16] A. Kobs, S. Hesse, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, and H. P. Oepen, “Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches”, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 217207 (2011)
- [17] A. Kobs, S. Hesse, H. P. Oepen, and P. Weinberger, “Anisotropic interface magnetoresistances in Pt(111)/Co-n/Pt(111)”, *Philos. Mag.*, **92**, 2835 (2012)
- [18] J. C. Lee, C. H. Hsieh, C. C. Chang, L. W. Huang, L. K. Lin, and S. F. Lee, “Comparison of anisotropic interface magnetoresistance in Co/Pt and Co/Pd multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **113**, 17C714 (2013)
- [19] J. A. Osborn, “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid”, *Phys. Rev.*, **67**, 351 (1945)
- [20] M. Stearns, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Volume 19a*, Springer (1986)
- [21] R. C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials*, John Wiley & Sons, Ltd (2000)
- [22] D. Sander, “The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films”, *J. Phys.-Condens. Mat.*, **16**, R603 (2004)
- [23] K. H. Hellwege and M. O., *Landolt - Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Gruppe III: Kristall- und Festkörperphysik, Band 19 Magnetische Eigenschaften von Metallen, Teilband a*, Springer Verlag (1986)
- [24] T. Suzuki, D. Weller, C. A. Chang, R. Savoy, T. Huang, B. A. Gurney, and V. Speriosu, “Magnetic and magneto-optic properties of thick face-centered-cubic Co single-crystal films”, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2736 (1994)
- [25] C. Chappert and P. Bruno, “Magnetic-anisotropy In Metallic Ultrathin Films and Related Experiments On Cobalt Films”, *J. Appl. Phys.*, **64**, 5736 (1988)

- [26] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, A. P. van de Mosselaer, and W. Hoving, “Perpendicular Magnetic-anisotropy of Co-au Multilayers Induced By Interface Sharpening”, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2769 (1988)
- [27] B. N. Engel, C. D. England, R. A. Van Leeuwen, M. H. Wiedmann, and C. M. Falco, “Interface Magnetic Anisotropy in Epitaxial Superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1910 (1991)
- [28] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, H. C. Donkersloot, and W. Hoving, “A Comparison of the Magnetic-anisotropy of [001] and [111] Oriented Co/Pd Multilayers”, *Appl. Phys. A*, **49**, 507 (1989)
- [29] F. J. A. den Broeder, W. Hoving, and P. J. H. Bloemen, “Magnetic-anisotropy of Multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 562 (1991)
- [30] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, “Perpendicular magnetic anisotropy and magnetostriction of sputtered Co/Pd and Co/Pt multilayered films”, *J. Appl. Phys.*, **66**, 4909 (1989)
- [31] W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia, and C. R. Fincher, “Perpendicular magnetic anisotropy and magneto-optical Kerr effect of vapor-deposited Co/Pt-layered structures”, *J. Appl. Phys.*, **65**, 4971 (1989)
- [32] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. A. de Stegge, “Localized Kerr Study of the Magnetic-properties of An Ultrathin Epitaxial Co Wedge Grown On Pt(111)”, *J. Appl. Phys.*, **73**, 3418 (1993)
- [33] C. J. Lin, G. L. Gorman, C. H. Lee, R. F. C. Farrow, E. E. Marinero, H. V. Do, H. Notarys, and C. J. Chien, “Magnetic and structural properties of Co/Pt multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 194 (1991)
- [34] J. V. Harzer, B. Hillebrands, R. L. Stamps, G. Güntherodt, D. Weller, C. Lee, R. F. C. Farrow, and E. E. Marinero, “Characterization of large magnetic anisotropies In (100)- and (111)-oriented Co/Pt multilayers by Brillouin light scattering”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **104**, 1863 (1992)
- [35] J. Bland and B. E. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures I, An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*, Springer Verlag (1994)
- [36] P. Bruno, “Tight-binding Approach To the Orbital Magnetic-moment and Magnetocrystalline Anisotropy of Transition-metal Monolayers”, *Phys. Rev. B*, **39**, 865 (1989)
- [37] J. M. MacLaren and R. H. Victora, “Theoretical Predictions For Magnetic Interface Anisotropy”, *IEEE T. Magn.*, **29**, 3034 (1993)
- [38] R. H. Victora and J. M. MacLaren, “Theory of anisotropy in strained superlattices”, *J. Appl. Phys.*, **73**, 6415 (1993)

- [39] P. Weinberger and L. Szunyogh, “Perpendicular magnetism in magnetic multilayer systems”, *Comp. Mater. Sci.*, **17**, 414 (2000)
- [40] O. Šipr, S. Bornemann, J. Minár, and H. Ebert, “Magnetic anisotropy of Fe and Co adatoms and monolayers: Need for a proper treatment of the substrate”, *Phys. Rev. B*, **82**, 174414 (2010)
- [41] J. H. van der Merwe, “Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths”, *J. Appl. Phys.*, **34**, 123 (1963)
- [42] R. Jungblut, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, and F. J. A. den Broeder, “Orientational and structural dependence of magnetic anisotropy of Cu/Ni/Cu sandwiches: Misfit interface anisotropy”, *J. Appl. Phys.*, **75**, 6424 (1994)
- [43] G. Andersson and B. Hjörvarsson, “Effects of strain on magnetic anisotropy in Fe- and Co-based heterostructures”, *Phase Transit.*, **81**, 679 (2008)
- [44] M. T. Johnson, R. Jungblut, P. J. Kelly, and F. J. A. den Broeder, “Perpendicular Magnetic-anisotropy of Multilayers - Recent Insights”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **148**, 118 (1995)
- [45] H. Windischmann, “Intrinsic stress in sputter-deposited thin-films”, *Crit. Rev. Solid State*, **17**, 547 (1992)
- [46] H. Awano, O. Taniguchi, T. Katayama, F. Inoue, A. Itoh, and K. Kawanishi, “Magnetostriction of 3d-transition Metal Noble-metal Compositionally Modulated Multilayer Films”, *J. Appl. Phys.*, **64**, 6107 (1988)
- [47] C. H. Lee, H. He, F. J. Lamelas, W. Vavra, C. Uher, and R. Clarke, “Magnetic anisotropy in epitaxial Co superlattices”, *Phys. Rev. B*, **42**, 1066 (1990)
- [48] K. Nakamura, S. Tsunashima, M. Hasegawa, and S. Uchiyama, “Perpendicular magnetic anisotropy of PdCo alloy in multilayered structure”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 462 (1991)
- [49] D. Sander, “The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films”, *Rep. Prog. Phys.*, **62**, 809 (1999)
- [50] P. Bruno, “Dipolar Magnetic Surface Anisotropy In Ferromagnetic Thin-films With Interfacial Roughness”, *J. Appl. Phys.*, **64**, 3153 (1988)
- [51] P. Bruno, “Magnetic Surface Anisotropy of Cobalt and Surface-roughness Effects Within Neel Model”, *J. Phys. F Met. Phys.*, **18**, 1291 (1988)
- [52] H. J. G. Draaisma, F. J. A. Denbroeder, and W. J. M. Dejonge, “Perpendicular Anisotropy In Pd/Co Multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **63**, 3479 (1988)

- [53] D. Weller, R. F. C. Farrow, R. Marks, G. R. Harp, H. Notarys, and G. Gorman, “Interface and volume anisotropy of MBE-grown Co/Pt(111), (110) and (001) and sputtered Co/Pt multilayers”, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **313**, 791 (1993)
- [54] G. A. Bertero, R. Sinclair, C. H. Park, and Z. X. Shen, “Interface Structure and Perpendicular Magnetic-anisotropy In Pt/co Multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **77**, 3953 (1995)
- [55] C. M. Hurd, “Galvanomagnetic effects in anisotropic metals”, *Adv. Phys.*, **23**, 315 (1974)
- [56] W. P. Pratt, S. F. Lee, J. M. Slaughter, R. Loloee, P. A. Schroeder, and J. Bass, “Perpendicular Giant Magnetoresistances of Ag/Co Multilayers”, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3060 (1991)
- [57] M. C. Wu, A. Aziz, J. D. S. Witt, M. C. Hickey, M. Ali, C. H. Marrows, B. J. Hickey, and M. G. Blamire, “Structural and functional analysis of nanopillar spin electronic devices fabricated by 3D focused ion beam lithography”, *Nanotechnology*, **19**, 485305 (2008)
- [58] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer (2002)
- [59] P. Drude, “Zur Elektronentheorie der Metalle”, *Ann. Phys.*, **306**, 566 (1900)
- [60] A. Kobs, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Doktorarbeit, Universität Hamburg (2013)
- [61] K. Fuchs, “The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals”, *Math. Proc. Cambridge*, **34**, 100 (1938)
- [62] J. Thomson, “On the theory of electric conduction through thin metallic films”, *P. Camb. Philos. Soc.*, **11**, 118 (1901)
- [63] E. H. Sondheimer, “The mean free path of electrons in metals”, *Adv. Phys.*, **1**, 1 (1952)
- [64] M. A. Angadi, “Some Transport-properties of Transition-metal Films”, *J. Mater. Sci.*, **20**, 761 (1985)
- [65] S. B. Soffer, “Statistical Model for Size Effect in Electrical Conduction”, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1710 (1967)
- [66] J. Ziemann, *Electrons and phonons*, Clarendon Press (1962)
- [67] A. F. Mayadas, M. Shatzkes, and J. F. Janak, “Electrical resistivity model for polycrystalline films - case of specular reflection at external surfaces”, *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 345 (1969)

- [68] A. F. Mayadas and M. Shatzkes, “Electrical-Resistivity Model For Polycrystalline Films: Case of Arbitrary Reflection At External Surfaces”, *Phys. Rev. B*, **1**, 1382 (1970)
- [69] J. Dugdale, *The Electrical Properties of Metals and Alloys*, Edward Arnold (Publishers) Limited (1977)
- [70] A. Matthiessen and M. Holzmann, “On the Effect of the Presence of Metals and Metalloids upon the Electric Conducting Power of Pure Copper”, *Phil. Trans. R. Soc. London*, **150**, 85 (1860)
- [71] A. Matthiessen and C. Vogt, “On the Influence of Temperature on the Electric Conducting-Power of Alloys”, *Phil. Trans. R. Soc. London*, **154**, 167 (1864)
- [72] J. Bass, “Deviations From Matthiessens Rule”, *Adv. Phys.*, **21**, 431 (1972)
- [73] J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Oxford University Press (1960)
- [74] A. Wilson, “The Electrical Conductivity of the Transition Metals”, *Proc. R. Soc. London*, **167**, 580 (1938)
- [75] T. Kasuya, “Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals”, *Prog. Theor. Phys.*, **16**, 58 (1956)
- [76] D. A. Goodings, “Electrical Resistivity of Ferromagnetic Metals At Low Temperatures”, *Phys. Rev.*, **132**, 542 (1963)
- [77] M. Mott, “The Electrical Conductivity of Transition Metals”, *Proc. R. Soc. London*, **153**, 699 (1936)
- [78] G. K. White and S. B. Woods, “Electrical and Thermal Resistivity of the Transition Elements at Low Temperatures”, *Phil. Trans. R. Soc. London*, **251**, 273 (1959)
- [79] I. Mannari, “Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals”, *Prog. Theor. Phys.*, **22**, 335 (1959)
- [80] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy, “Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets”, *Phys. Rev. B*, **66**, 024433 (2002)
- [81] W. G. Barber, “The contribution to the electrical resistance of metals from collisions between electrons”, *Proc. R. Soc. A*, **158**, 383 (1937)
- [82] N. V. Volkenshtein, V. P. Dyakina, and V. E. Startsev, “Scattering Mechanisms of Conduction Electrons In Transition Metals at Low Temperatures”, *Phys. Status Solidi B*, **57**, 9 (1973)
- [83] M. Kaveh and N. Wiser, “Electron Electron-scattering In Conducting Materials”, *Adv. Phys.*, **33**, 257 (1984)

- [84] R. S. Patel, A. K. Majumdar, A. F. Hebard, and D. Temple, “Magnetic scattering in Fe-Cr multilayers in the ferromagnetic state at low temperatures”, *J. Appl. Phys.*, **93**, 7684 (2003)
- [85] M. V. Kamalakar and A. K. Raychaudhuri, “Low temperature electrical transport in ferromagnetic Ni nanowires”, *Phys. Rev. B*, **79**, 205417 (2009)
- [86] X. P. Feng, W. B. Mi, and H. L. Bai, “Polycrystalline iron nitride films fabricated by reactive facing-target sputtering: Structure, magnetic and electrical transport properties”, *J. Appl. Phys.*, **110**, 053911 (2011)
- [87] K. Perzyńska, K. Szymański, M. Biernacka, A. Go, W. Olszewski, D. Oleszak, K. Rećko, J. Waliszewski, P. Zaleski, and L. Dobrzyński, “Electric and Magnetic Properties of bcc Fe Based Multicomponent Alloys”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**, 064715 (2012)
- [88] P. Pal, A. K. Majumdar, and A. K. Nigam, “Electrical resistivity in disordered NiMn alloys around the multicritical point”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **341**, 65 (2013)
- [89] W. Thomson, “On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron”, *Proc. R. Soc. London*, **8**, 546 (1856)
- [90] T. R. McGuire and R. I. Potter, “Anisotropic Magnetoresistance In Ferromagnetic 3d Alloys”, *IEEE T. Magn.*, **11**, 1018 (1975)
- [91] E. Englert, “Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften VI. Mitteilung: Longitudinale und transversale ferromagnetische Widerstandsänderung”, *Ann. Phys.*, **406**, 589 (1932)
- [92] J. Smit, “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”, *Physica*, **17**, 612 (1951)
- [93] B. Raquet, M. Viret, P. Warin, E. Sondergard, and R. Mamy, “Negative high field magnetoresistance in 3d ferromagnets”, *Physica B*, **294**, 102 (2001)
- [94] B. Raquet, M. Viret, J. M. Broto, E. Sondergard, O. Céspedes, and R. Mamy, “Magnetic resistivity and electron-magnon scattering in 3d ferromagnets”, *J. Appl. Phys.*, **91**, 8129 (2002)
- [95] A. P. Mihai, J. P. Attané, A. Marty, P. Warin, and Y. Samson, “Electron-magnon diffusion and magnetization reversal detection in FePt thin films”, *Phys. Rev. B*, **77**, 060401 (2008)
- [96] W. Gil, D. Görlitz, M. Horisberger, and J. Kötzler, “Magnetoresistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects”, *Phys. Rev. B*, **72**, 134401 (2005)

- [97] B. Leven and G. Dumpich, “Resistance behavior and magnetization reversal analysis of individual Co nanowires”, *Phys. Rev. B*, **71**, 064411 (2005)
- [98] E. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”, *Am. J. Math.*, **2**, 287 (1879)
- [99] E. Hall, “XXIX. On a new action of the magnet on electric currents”, *Philos. Mag.*, **9**, 225 (1880)
- [100] C. Hurd, *The Hall Effect in Metals and Alloys*, Plenum Press (1972)
- [101] E. Hall, “XVIII. On the “Rotational Coefficient” in nickel and cobalt”, *Philos. Mag.*, **12**, 157 (1881)
- [102] J. Kötzler and W. Gil, “Anomalous Hall resistivity of cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect”, *Phys. Rev. B*, **72**, 060412 (2005)
- [103] Y. Tian, L. Ye, and X. F. Jin, “Proper Scaling of the Anomalous Hall Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 087206 (2009)
- [104] W. Betteridge, “Properties of Metallic Cobalt”, *Prog. Mater. Sci.*, **24**, 51 (1979)
- [105] R. Jaggi and F. Hullinger, *Landolt-Börnstein - II. Band 6. Teil Elektrische Eigenschaften I*, Springer-Verlag (1959)
- [106] T. T. Chen and V. A. Marsocci, “Transverse Magnetoresistivity Anisotropy Measurements and Geometrical Size Effect In Nickel Thin Films”, *J. Appl. Phys.*, **43**, 1554 (1972)
- [107] E. H. Sondheimer, “The Influence of a Transverse Magnetic Field on the Conductivity of Thin Metallic Films”, *Phys. Rev.*, **80**, 401 (1950)
- [108] D. MacDonald and K. Sarginson, “Size effect variation of the electrical conductivity of metals”, *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.*, **203**, 223 (1950)
- [109] D. K. C. Macdonald, “Magneto-Resistance In Metals”, *Philos. Mag.*, **2**, 97 (1957)
- [110] R. I. Potter, “Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys”, *Phys. Rev. B*, **10**, 4626 (1974)
- [111] W. C. Röntgen, “Ueber eine neue Art von Strahlen”, Sonderabdruck aus den Sitzungsberichten der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft 1895
- [112] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of Modern X-Ray Physics Second Edition*, A John Wiley & Sons, Ltd Publications (2011)
- [113] H. Kiessig, “Interferenz von Röntgenstrahlen an dünnen Schichten”, *Ann. Phys.*, **402**, 769 (1931)

- [114] <http://www.cxro.lbl.gov/>, “The Center for X-Ray Optics”, (2010)
- [115] D. H. Dosch, *Critical Phenomena at Surfaces and Interfaces, Tracts in Modern Physics*, Springer (1992)
- [116] C. Braun, “Parratt32 or the reflectivity tool”, (1997-99)
- [117] A. Nelson, “Co-refinement of multiple-contrast neutron/X-ray reflectivity data using MOTOFIT”, *J. Appl. Crystallogr.*, **39**, 273 (2006)
- [118] P. Z. Wong, “Scattering By Inhomogeneous Systems With Rough Internal Surfaces - Porous Solids and Random-field Ising Systems”, *Phys. Rev. B*, **32**, 7417 (1985)
- [119] S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff, and H. B. Stanley, “X-ray and neutron-scattering from rough surfaces”, *Phys. Rev. B*, **38**, 2297 (1988)
- [120] W. L. Bragg, “The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal”, *P. Camb. Philos. Soc.*, **17**, 43 (1913)
- [121] B. E. Warren, *X-Ray Diffraction*, Dover Publications, Inc., New York (1969, 1990)
- [122] O. Seeck, C. Deiter, K. Pflaum, F. Bertam, A. Beerlink, H. Franz, J. Horbach, H. Schulte-Schrepping, B. Murphy, M. Greve, and O. Magnussen, “The high-resolution diffraction beamline P08 at PETRA III”, *J. Synchrotron. Radiat.*, **9**, 30 (2012)
- [123] J. Stremper, S. Francoual, D. Reuther, D. K. Shukla, A. Skaugen, H. Schulte-Schrepping, T. Kracht, and H. Franz, “Resonant scattering and diffraction beamline P09 at PETRA III”, *J. Synchrotron. Radiat.*, **20**, 541 (2013)
- [124] M. Knoll and E. Ruska, “Das Elektronenmikroskop”, *Z. Phys.*, **78**, 318 (1932)
- [125] M. Knoll and E. Ruska, “Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik”, *Ann. Phys.*, **12**, 607 (1932)
- [126] P. W. Hawkes and J. C. H. Spence, *Science of Microscopy*, Springer (2007)
- [127] R. Egerton, *Physical Principles of Electron Microscopy*, Springer (2005)
- [128] J. Kerr, *Phil. Mag.*, **3**, 321 (1877)
- [129] R. Vollmer, *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielschichten*, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [130] H. Ebert, “Magneto-optical effects in transition metal systems”, *Rep. Prog. Phys.*, **59**, 1665 (1996)
- [131] W. R. Grove, “On the Electro-Chemical Polarity of Gases”, *Phil. Trans. R. Soc. London.*, **142**, 87 (1852)

- [132] J. S. Tsay and C. S. Shern, "Diffusion and alloy formation of Co ultrathin films on Pt(111)", *J. Appl. Phys.*, **80**, 3777 (1996)
- [133] M. C. Saint-Lager, R. Baudoing-Savois, M. De Santis, P. Dolle, and Y. Gauthier, "Thickness effect on alloying of ultrathin Co films on Pt(111): a real time and in situ UHV study with synchrotron x-ray diffraction", *Surf. Sci.*, **418**, 485 (1998)
- [134] E. Lundgren, B. Stanka, M. Schmid, and P. Varga, "Thin films of Co on Pt(111): Strain relaxation and growth", *Phys. Rev. B*, **62**, 2843 (2000)
- [135] T. Itoh, *Ion beam assisted film growth*, Elsevier (1989)
- [136] W. Schweika, *Schichtpräparation mit Sputterverfahren, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung*, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [137] R. Anton, T. Wiegner, W. Naumann, M. Liebmann, C. Klein, and C. Bradley, "Design and performance of a versatile, cost-effective microwave electron cyclotron resonance plasma source for surface and thin film processing", *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 1177 (2000)
- [138] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, "Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation", *J. Magn. Magn. Mater.*, **322**, 1353 (2010)
- [139] R. D. Bland, G. J. Kominiak, and D. M. Mattox, "Effect of Ion-bombardment During Deposition On Thick Metal and Ceramic Deposits", *Journal of Vacuum Science & Technology*, **11**, 671 (1974)
- [140] P. Ziemann and E. Kay, "Correlation between the ion bombardment during film growth of Pd films and their structural and electrical properties", *Journal of Vacuum Science & Technology A-vacuum Surfaces and Films*, **1**, 512 (1983)
- [141] B. Window and K. H. Müller, "Strain, ion bombardment and energetic neutrals in magnetron sputtering", *Thin Solid Films*, **171**, 183 (1989)
- [142] M. J. Bonder, N. D. Telling, P. J. Grundy, C. A. Faunce, T. Shen, and V. M. Vishnyakov, "Ion irradiation of Co/Pt multilayer films", *J. Appl. Phys.*, **93**, 7226 (2003)
- [143] L. Holland, *Vacuum Deposition of Thin Films*, Chapman & Hall Ltd. (1956)
- [144] J. A. Thornton, "Magnetron sputtering - basic physics and application to cylindrical magnetrons", *Journal of Vacuum Science & Technology*, **15**, 171 (1978)
- [145] D. Depla, S. Mahieu, and R. De Gryse, "Magnetron sputter deposition: Linking discharge voltage with target properties", *Thin Solid Films*, **517**, 2825 (2009)
- [146] N. Sato, "Crystallographic structure and magnetism of Co-Pd and Co-Pt films with an artificially layered structure", *J. Appl. Phys.*, **64**, 6424 (1988)

- [147] C. Boeglin, B. Carrière, J. P. Deville, F. Scheurer, C. Guillot, and N. Barrett, “Photoemission-study of the Co/Pt(100) Interface”, *Phys. Rev. B*, **45**, 3834 (1992)
- [148] T. Sugimoto, T. Katayama, Y. Suzuki, M. Hashimoto, Y. Nishihara, A. Itoh, and K. Kawanishi, “Temperature dependence of perpendicular magnetic-anisotropy in Co/Au and Co/Pt multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **104**, 1845 (1992)
- [149] S. J. Greaves, A. K. Petford-Long, Y. H. Kim, R. J. Pollard, P. J. Grundy, and J. P. Jakubovics, “A Magnetic and high resolution structural investigation of Pt/Co multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **113**, 63 (1992)
- [150] R. L. Stamps, L. Louail, M. Hehn, M. Gester, and K. Ounadjela, “Anisotropies, cone states, and stripe domains in Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **81**, 4751 (1997)
- [151] S. Ferrer, J. Alvarez, E. Lundgren, X. Torrelles, P. Fajardo, and F. Boscherini, “Surface x-ray diffraction from Co/Pt(111) ultrathin films and alloys: Structure and magnetism”, *Phys. Rev. B*, **56**, 9848 (1997)
- [152] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, I. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, and Y. Suzuki, “Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co/Pt Multilayers: Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study”, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5229 (1998)
- [153] C. L. Canedy, X. W. Li, and G. Xiao, “Large magnetic moment enhancement and extraordinary Hall effect in Co/Pt superlattices”, *Phys. Rev. B*, **62**, 508 (2000)
- [154] M. Wellhöfer, M. Weißenborn, R. Anton, S. Pütter, and H. P. Oepen, “Morphology and magnetic properties of ECR ion beam sputtered Co/Pt films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **292**, 345 (2005)
- [155] H. Nemoto and Y. Hosoe, “Analysis of interfacial magnetic anisotropy in Co/Pt and Co/Pd multilayer films”, *J. Appl. Phys.*, **97**, 10J109 (2005)
- [156] C. H. Su, S. C. Lo, J. van Lierop, K. W. Lin, and H. Ouyang, “The intermixing induced perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **105**, 07C316 (2009)
- [157] J. Thiele, N. T. Barrett, R. Belkhou, C. Guillot, and H. Koundi, “An experimental study of the growth of Co/Pt(111) by core level photoemission spectroscopy, low-energy electron diffraction and Auger electron spectroscopy”, *J. Phys.-Condens. Mat.*, **6**, 5025 (1994)
- [158] D. Weller, A. Carl, R. Savoy, T. C. Huang, M. F. Toney, and C. Chappert, “Structural transitions and magnetic anisotropy in ultrathin Co wedges on Pt(111) investigated with the magneto-optical Kerr effect”, *J. Phys. Chem. Solids*, **56**, 1563 (1995)

- [159] L. Louail, K. Ounadjela, and R. L. Stamps, “Temperature-dependent thin-film cone states in epitaxial Co/Pt multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **167**, L189 (1997)
- [160] O. Robach, C. Quiros, P. Steadman, K. F. Peters, E. Lundgren, J. Alvarez, H. Isern, and S. Ferrer, “Magnetic anisotropy of ultrathin cobalt films on Pt(111) investigated with x-ray diffraction: Effect of atomic mixing at the interface”, *Phys. Rev. B*, **65**, 054423 (2002)
- [161] J. Kim, J. W. Lee, J. R. Jeong, S. C. Shin, Y. H. Ha, Y. Park, and D. W. Moon, “Ultrathin Co films on Pt(111) and the Co-Pt interface investigated by surface magneto-optical Kerr effect and medium-energy ion scattering spectroscopy”, *Phys. Rev. B*, **65**, 104428 (2002)
- [162] S. M. Valvidares, T. Schroeder, O. Robach, C. Quirós, T. L. Lee, and S. Ferrer, “Structural and magnetic properties of bcc Co films on Pt(001) studied by magnetic resonant surface x-ray diffraction, STM, and magneto-optical Kerr effect”, *Phys. Rev. B*, **70**, 224413 (2004)
- [163] Z. G. Li, P. F. Carcia, and Y. Cheng, “Co thickness dependence of the microstructure of Pt/Co multilayers”, *J. Appl. Phys.*, **73**, 2433 (1993)
- [164] N. Nakamura, H. Ogi, T. Yasui, M. Fujii, and M. Hirao, “Mechanism of Elastic Softening Behavior in a Superlattice”, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 035502 (2007)
- [165] Y. An, L. Duan, T. Liu, Z. Wu, and J. Liu, “Structural and magnetic properties of Pt in Co/Pt multilayers”, *Appl. Surf. Sci.*, **257**, 7427 (2011)
- [166] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, C. J. Lin, E. E. Marinero, and C. J. Chien, “Molecular-beam-epitaxial growth and magnetic properties of Co-Pt superlattices oriented along the [001], [110], and [111] axes of Pt”, *Phys. Rev. B*, **42**, 11384 (1990)
- [167] C. Lee, R. Farrow, B. Hermsmeier, R. Marks, W. Bennett, C. Lin, E. Marinero, P. Kirchner, and C. Chien, “Molecular beam epitaxial growth and magnetic properties of Co-Pt superlattices oriented along the [001], [110] and [111] axes of Pt”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 592 (1991)
- [168] C. J. Chien, R. F. C. Farrow, C. H. Lee, C. J. Lin, and E. E. Marinero, “High-resolution Transmission Electron-microscopy Studies of Seeded Epitaxial Co/pt Superlattices”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 47 (1991)
- [169] B. Zhang, K. M. Krishnan, and R. F. C. Farrow, “Crystallography of Co/Pt multilayers and nanostructures”, *Ultramicroscopy*, **51**, 298 (1993)
- [170] S. Oikawa, Y. Kato, S. Iwata, and S. Tsunashima, “Enhanced in-plane magnetic anisotropies of ultrathin Pt/Co/Pt films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **165**, 394 (1997)

- [171] H. Stillrich, *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*, Doktorarbeit, Universität Hamburg (2007)
- [172] A. Neumann, C. Thonnissen, A. Frauen, S. Hesse, A. Meyer, and H. P. Oepen, “Probing the Magnetic Behavior of Single Nanodots”, *Nano Lett.*, **13**, 2199 (2013)
- [173] C. R. Helms and E. H. Poindexter, “the silicon-silicon-dioxide system - its microstructure and imperfections”, *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 791 (1994)
- [174] F. L. Riley, “Silicon Nitride and Related Materials”, *J. Am. Ceram. Soc.*, **83**, 245 (2000)
- [175] P. Carcia, Z. Li, and W. Zeper, “Effect of sputter-deposition processes on the microstructure and magnetic properties of Pt/Co multilayers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **121**, 452 (1993)
- [176] E. Conforto and P. E. Schmid, “Pt-Si reaction through interfacial native silicon oxide layers”, *Philos. Mag. A*, **81**, 61 (2001)
- [177] S. V. Meschel and O. J. Kleppa, “Standard enthalpies of formation of some 5d transition metal silicides by high temperature direct synthesis calorimetry”, *J. Alloy Compd.*, **280**, 231 (1998)
- [178] A. Hiraki, M. A. Nicolet, and J. W. Mayer, “low-temperature migration of silicon in thin layers of gold and platinum”, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 178 (1971)
- [179] J. M. Poate and T. C. Tisone, “Kinetics and mechanism of platinum silicide formation on silicon”, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 391 (1974)
- [180] M. A. E. Wandt, C. M. Comrie, J. E. McLeod, and R. Pretorius, “Pt₂Si formation: Diffusion marker and radioactive silicon tracer studies”, *J. Appl. Phys.*, **67**, 230 (1990)
- [181] O. Abbes, K. Hoummada, D. Mangelinck, and V. Carron, “Formation of Pt suicide on doped Si: Kinetics and stress”, *Thin Solid Films*, **542**, 174 (2013)
- [182] J. P. Deville, A. Barbier, C. Boeglin, and B. Carriere, “Growth, Structure and Magnetism of Cobalt-Platinum Ultrathin Films and Sandwiches”, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **313**, 519 (1993)
- [183] C. Canali, C. Catellani, M. Prudenziati, W. H. Wadlin, and C. A. Evans, “Pt₂Si and PtSi Formation With High-purity Pt Thin-films”, *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 43 (1977)
- [184] H. B. Ghozlene, P. Beaufrère, and A. Authier, “Crystallography of PtSi Films On (001) Silicon”, *J. Appl. Phys.*, **49**, 3998 (1978)

- [185] F. Föll, P. S. Ho, and K. N. Tu, “Cross-sectional transmission electron microscopy of silicon-silicide interfaces”, *J. Appl. Phys.*, **52**, 250 (1981)
- [186] C. A. Crider, J. M. Poate, J. E. Rowe, and T. T. Sheng, “Platinum Silicide Formation Under Ultrahigh-vacuum and Controlled Impurity Ambients”, *J. Appl. Phys.*, **52**, 2860 (1981)
- [187] P. Ruterana, K. Solt, and P. A. Buffat, “A TEM study of the structure in PtSi ultrathin layers obtained on Si(100) by Pt sputtering and annealing”, *Surf. Sci.*, **251**, 150 (1991)
- [188] J. Shi, D. Kojima, and M. Hashimoto, “The interaction between platinum films and silicon substrates: Effects of substrate bias during sputtering deposition”, *J. Appl. Phys.*, **88**, 1679 (2000)
- [189] B. Y. Tsaur, Z. L. Liao, and J. W. Mayer, “Ion-beam-induced silicide formation”, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 168 (1979)
- [190] J. Ziegler, “SRIM, The Stopping and Range of Ions in Matter”, (2010)
- [191] “TRDS sl, sergey.gmca.aps.anl.gov/TRDS_sl.html”,
- [192] D. Weller, L. Folks, M. Best, E. E. Fullerton, B. D. Terris, G. J. Kusinski, K. M. Krishnan, and G. Thomas, “Growth, structural, and magnetic properties of high coercivity Co/Pt multilayers”, *Journal of Applied Physics*, **89**, 7525 (2001)
- [193] M. Erbudak, E. Wetli, M. Hochstrasser, D. Pescia, and D. D. Vvedensky, “Surface Phase Transitions during Martensitic Transformations of Single-Crystal Co”, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1893 (1997)
- [194] K. Hellwege, J. Bartels, H. Borchers, H. Hausen, K. Schaefer, and E. Schmidt, *Landolt - Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, 6. Auflage, 4. Teil, Atom- und Molekularphysik*, Springer Verlag (1955)
- [195] J. A. Ibers and W. C. Hamilton, *International Tables For X-Ray Crystallography*, Kluwer Academic Publishers (1989)
- [196] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Oxford : Clarendon Press (1957)
- [197] S. T. Purcell, M. T. Johnson, N. W. E. Mcgee, W. B. Zeper, and W. Hoving, “Spatially resolved magneto-optical investigation of the perpendicular anisotropy in a wedge-shaped ultrathin epitaxial Co layer on Pd(111)”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **113**, 257 (1992)
- [198] T. Kingetsu, “Magnetic and Structural-properties of (111)pd/co/ag, Pd/co and Ag/co/pd Superlattices Grown By Molecular-beam Epitaxy”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **135**, 303 (1994)

- [199] M. Sakurai and T. Shinjo, "Interface Magnetic Properties for X/Co/Y Sandwich Films (X, Y = Pd, Au, Cu)", *J. Phys. Soc. Jpn.*, **62**, 1853 (1993)
- [200] S. K. Kim and S. C. Shin, "Alloy-like Co environment in Co/Pd multilayer films having perpendicular magnetic anisotropy", *J. Appl. Phys.*, **89**, 3055 (2001)
- [201] J. Carrey, A. E. Berkowitz, W. F. Egelhoff, and D. J. Smith, "Influence of interface alloying on the magnetic properties of Co/Pd multilayers", *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5259 (2003)
- [202] J. I. Hong, S. Sankar, A. E. Berkowitz, and W. F. Egelhoff, "On the perpendicular anisotropy of Co/Pd multilayers", *J. Magn. Magn. Mater.*, **285**, 359 (2005)
- [203] J. M. Shaw, H. T. Nembach, T. J. Silva, S. E. Russek, R. Geiss, C. Jones, N. Clark, T. Leo, and D. J. Smith, "Effect of microstructure on magnetic properties and anisotropy distributions in Co/Pd thin films and nanostructures", *Phys. Rev. B*, **80**, 184419 (2009)
- [204] K. Tobari, M. Ohtake, K. Nagano, and M. Futamoto, "Preparation and Characterization of Co/Pd Epitaxial Multilayer Films with Different Orientations", *Jpn. J. Appl Phys.*, **50**, 073001 (2011)
- [205] Z. B. Guo, W. B. Mi, R. O. Aboljadayel, B. Zhang, Q. Zhang, P. G. Barba, A. Manchon, and X. X. Zhang, "Effects of surface and interface scattering on anomalous Hall effect in Co/Pd multilayers", *Phys. Rev. B*, **86**, 104433 (2012)
- [206] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly, and M. F. H. Schuurmans, "Magnetocrystalline Anisotropy and Orbital Moments In Transition-metal Compounds", *Phys. Rev. B*, **44**, 12054 (1991)
- [207] D. S. Wang, R. Q. Wu, and A. J. Freeman, "Magnetocrystalline anisotropy of Co-Pd interfaces", *Phys. Rev. B*, **48**, 15886 (1993)
- [208] K. Kyuno, J. G. Ha, R. Yamamoto, and S. Asano, "The effect of crystal orientation on the magnetic anisotropy of Pd/Co metallic multilayers", *J. Phys.-Condens. Mat.*, **8**, 3297 (1996)
- [209] T. Kingetsu, "Molecular-beam-epitaxial Growth and Magnetic-properties of (111)pt/co/ag, Pt/co, and Ag/co/pt Superlattices", *J. Appl. Phys.*, **76**, 4267 (1994)
- [210] D. J. Larson, A. K. Petford-Long, Y. Q. Ma, and A. Cerezo, "Information storage materials: nanoscale characterisation by three-dimensional atom probe analysis", *Acta Mater.*, **52**, 2847 (2004)
- [211] C. Lynch, *Practical Handbook of Materials Science*, CRC Press (1989)
- [212] S. Shiomi, T. Nishimura, T. Kobayashi, and M. Masuda, "Dependence of Magnetic Properties of Co/Pt Multilayers On Deposition Temperature of Pt Buffer Layers", *Jpn. J. Appl Phys. 2*, **32**, L495 (1993)

- [213] S. Honda, J. Ago, M. Nawate, and N. Morita, “bias effects on magnetic anisotropy of sputtered Co/Pt multilayers”, *IEEE T. Magn.*, **28**, 2677 (1992)
- [214] J. H. Kim and S. C. Shin, “Interface roughness effects on the surface anisotropy in Co/Pt multilayer films”, *J. Appl. Phys.*, **80**, 3121 (1996)
- [215] J. W. Lee, J. Kim, S. K. Kim, J. R. Jeong, and S. C. Shin, “Full vectorial spin-reorientation transition and magnetization reversal study in ultrathin ferromagnetic films using magneto-optical Kerr effects”, *Phys. Rev. B*, **65**, 144437 (2002)
- [216] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferre, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, “Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **260**, 231 (2003)
- [217] M. Sakurai, T. Takahata, and I. Moritani, “Magnetic and Magneto-Optical Properties of Co/Ru Multilayers”, *J. Magn. Soc. Japan*, **15**, 411 (1991)
- [218] P. Varga, E. Lundgren, J. Redinger, and M. Schmid, “Ultrathin films of Co on Pt(111): an STM view”, *Phys. Status Solidi A*, **187**, 97 (2001)
- [219] A. Enders, D. Sander, and J. Kirschner, “Strain dependence of the magnetic properties of nm Fe films on W(100)”, *J. Appl. Phys.*, **85**, 5279 (1999)
- [220] R. Macfarlane, J. A. Rayne, and C. K. Jones, “Anomalous Temperature Dependence of Shear Modulus C44 For Platinum”, *Phys. Lett.*, **18**, 91 (1965)
- [221] H. Fujiwara, H. Kadomatsu, and T. Tokunaga, “Magnetocrystalline Anisotropy and Magnetostriction of Pd-co Alloys”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **31-4**, 809 (1983)
- [222] H. Takahashi, S. Tsunashima, S. Iwata, and S. Uchiyama, “Measurement of magnetostriction constants in polycrystalline alloy and multilayer films of PdCo and PtCo”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **126**, 282 (1993)
- [223] L. Vegard, “Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome”, *Z. Phys.*, **5**, 17 (1921)
- [224] S. Hesse, *Untersuchung magnetischer Nanostrukturen mittels Anomalen Hall-Effekts und Anisotropen Magnetowiderstands*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008)
- [225] H. Callen and E. Callen, “The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy, and the $l(1+1)2$ power law”, *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 1271 (1966)
- [226] F. Bloch, “Zur Theorie des Ferromagnetismus”, *Z. Phys.*, **61**, 206 (1930)
- [227] S. Gusev, A. Fraerman, D. Rozenstein, and M. Teitelman, “Thermally induced reversible spin reorientation transition in CoPd multilayers”, *Phys. Lett. A*, **198**, 437 (1995)

- [228] M. Hille, *Magnetotransport-Untersuchungen in Co/Pt-Drähten unter Berücksichtigung der Domänenstruktur*, Doktorarbeit, Universität Hamburg (2013)
- [229] A. Kobs, private Kommunikation
- [230] K. Schroeder, *Magnetism in Atoms - 36. Spring School 2005 Institute of Solid State Research*, Forschungszentrum Jülich
- [231] S. Ghosh, C. B. Chaudhuri, B. Sanyal, and A. Mookerjee, “Effect of short-range order on electronic and magnetic properties of disordered Co-based alloys”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **234**, 100 (2001)
- [232] P. Freitas, A. Gomes, T. McGuire, and T. Plaskett, “Anisotropic magnetoresistance in Co films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **83**, 113 (1990)
- [233] S. U. Jen, “Anisotropic magnetoresistance of Co-Pd alloys”, *Phys. Rev. B*, **45**, 9819 (1992)
- [234] L. Li, F. S. Wen, F. Zhang, Y. F. Lü, Y. F. Lu, Z. Y. Liu, B. Xu, D. L. Yu, J. L. He, and Y. J. Tian, “Drastic time-dependent decrease in the saturation magnetization observed in Pd/Co/Pd trilayers with perpendicular anisotropy”, *J. Appl. Phys.*, **107**, 123912 (2010)
- [235] D. Rosenblatt, M. Karpovski, and A. Gerber, “Reversal of the extraordinary Hall effect polarity in thin Co/Pd multilayers”, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 022512 (2010)
- [236] C. X. Wang, F. S. Wen, F. Zhang, Y. F. Lu, J. Y. Xiang, W. M. Lu, and C. X. Hao, “Aging dependent anomalous Hall effect in Pd(50 angstrom)/Co(5 angstrom)/Pd(54 angstrom)/Co(5 angstrom)/Pd(50 angstrom) multilayer with perpendicular anisotropy”, *Thin Solid Films*, **545**, 485 (2013)

Publikationen

Liste der Publikationen

- G. Winkler, A. Kobs, A. Chuvilin, D. Lott, A. Schreyer, H. P. Oepen,
“On the variation of magnetic anisotropy in Co/Pt(111) on silicon oxide“
J. Appl. Phys. **117**, 105306 (2015)
- C. Weier, R. Adam, D. Rudolf, R. Frömter, P. Grychtol, G. Winkler, A. Kobs, H. P. Oepen, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, C. M. Schneider,
“Femtosecond-laser-induced modifications in Co/Pt multilayers studied with tabletop resonant magnetic scattering“
Europhys. Lett. **109**, 17001 (2015)
- Daniel Wilson, Denis Rudolf, Christian Weier, Roman Adam, Gerrit Winkler, Robert Frömter, Serhiy Danylyuk, Klaus Bergmann, Detlev Grützmacher, Claus M. Schneider, Larissa Juschkin,
“Generation of circularly polarized radiation from a compact plasma-based extreme ultraviolet light source for tabletop X-ray magnetic circular dichroism studies“
Rev. Sci. Instrum. **85**, 103110 (2014)
- A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, H. P. Oepen,
“Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches“
Phys. Rev. Lett. **106**, 217207 (2011)

Liste der Konferenzbeiträge

- A. Farhadi, A. Kobs, G. Winkler, C. Thönnissen, H. P. Oepen,
“Higher order contributions to Anisotropic Interface Magnetoresistance (AIMR) in Ni/Pt thin films“

8 Publikationen

Vortrag bei dem Frühjahrstreffen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2015, Berlin.

- A. Kobs, G. Winkler, A. Frauen, A. Farhadi, P. Staeck, S. Hesse, H. P. Oepen, “Anisotropic Interface Magnetoresistance (AIMR) of all-metallic layered structures“
Vortrag bei der Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials 2014, Honolulu (USA).
- A. Frauen, T. Böhnert, A. Kobs, A. Burgardt, G. Winkler, K. Nielsch, H. P. Oepen, “Anisotropic magnetothermopower and magnetotransport effects in Pt/Co/Pt layered structures“
Poster bei der 58ten Annual Conference on MMM 2013, Denver (USA).
- C. Weier, R. Adam, D. Rudolf, P. Crychtol, A. Kobs, G. Winkler, R. Frömter, H. P. Oepen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, C. M. Schneider, “Resonant magnetic scattering at magnetic domains in Co/Pt multilayers using laser-generated XUV light“
Vortrag bei dem Frühjahrstreffen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2013, Regensburg.
- A. Kobs, S. Hesse, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, H. P. Oepen, “Interface contributions to the magnetoresistance and anomalous Hall effect in Co/Pt layered structures“
Poster beim 520. WE-Heraeus-Seminar 2012, Bad Honnef.
- A. Kobs, S. Hesse, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, H. P. Oepen, “Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt“
Vortrag bei dem Frühjahrstreffen der Materials Research Society (MRS) 2012, San Francisco (USA).
- C. Weier, D. Rudolf, R. Adam, C. M. Schneider, A. Kobs, G. Winkler, R. Frömter, H. P. Oepen, M. M. Murane, H. C. Kapteyn, “Magnetic resonant scattering with Laser generated higher harmonic radiation“
Poster bei dem Frühjahrstreffen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2012, Berlin.
- A. Kobs, S. Hesse, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, H. P. Oepen, “Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt“
Poster bei Recent Trends in Nanomagnetism, Spintronics and their Applications (RTN-SA) 2011, Ordizia (Spanien).

- A. Kobs, S. Hesse, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, A. Schreyer, H. P. Oepen,
“Anisotropic interface magnetoresistance in Co/Pt“
Vortrag bei dem Frühjahrstreffen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden.
- G. Winkler, A. Kobs, W. Kreuzpaintner, S. Hesse, D. Lott, A. Schreyer, H. P. Oepen,
“Structure and magnetic anisotropy of Co/Pt thin films“
Vortrag bei dem Frühjahrstreffen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden.

On the variation of magnetic anisotropy in Co/Pt(111) on silicon oxide

G. Winkler,¹ A. Kobs,¹ A. Chuvilin,^{2,3} D. Lott,⁴ A. Schreyer,⁴ and H. P. Oepen¹

¹Institut für Nanostruktur und Festkörperphysik, Universität Hamburg, Jungiusstr. 11, D-20355 Hamburg, Germany

²CIC nanoGUNE Consolider, Av. de Tolosa 76, E-20018 Donostia–San Sebastián, Spain

³Ikerbasque, Basque Foundation for Science, 48013 Bilbao, Spain

⁴Helmholtz-Zentrum Geesthacht, Zentrum für Material- und Küstenforschung GmbH Max-Planck-Straße 1, D-21502 Geesthacht, Germany

(Received 23 October 2014; accepted 21 February 2015; published online 12 March 2015)

The structural properties and magnetic anisotropy of Pt/Co/Pt trilayers grown on thermally oxidized (Si/SiO₂) and naturally oxidized silicon (Si/Si_{ox}) are presented. Although similar substrates and identical preparation conditions are used distinct differences in the structural composition are found which stem from the Pt seed layer created via ion assisted sputtering. While for thermal oxidized Si a Pt/Co/Pt trilayer is formed, for systems grown on naturally oxidized Si a complex PtSi alloy formation within the seed layer is observed as a consequence of the high ion energies of ion assisted sputtering. The composition of the PtSi alloy varies along the growth direction with a low Si content at the interface to Co and the lattice constant is similar to bulk Pt. The latter provides a much higher magnetic interface anisotropy constant compared to Pt/Co/Pt on thermal oxidized Si of about 0.9 mJ/m² which is comparable to the highest values found for MBE grown Co on single crystalline Pt(111). © 2015 AIP Publishing LLC.

[<http://dx.doi.org/10.1063/1.4914039>]

I. INTRODUCTION

The fabrication of magnetic multilayers with high perpendicular magnetic anisotropy (PMA) has been a challenge for decades. It is found that the magnetic properties depend strongly on the quality of the films and interfaces which in turn are highly affected by the preparation conditions. Accordingly, the published values for magnetic surface and volume anisotropy constants of Co/Pt multilayers span a large range. The strongest impact has the preparation method, e.g. MBE grown films^{1–3} generally exhibit higher anisotropy constants than polycrystalline films prepared by sputter deposition techniques.^{2–6} Apart from the preparation method, further approaches to enhance the PMA include the reduction of substrate roughness,^{7,8} reduction of intermixing at the interface,^{9,10} or the choice of seed layer.¹¹ In this context, rather intensive substrate and seed layer preparation procedures have been applied to improve the sample quality and PMA.

In this paper, we report on Co/Pt multilayers grown simultaneously on naturally (Si/Si_{ox} (2 nm)) and thermally oxidized silicon (Si/SiO₂ (300 nm)). We used our standard preparation procedure that is reported in detail in Ref. 12. A Pt seed layer is deposited via ion beam sputtering utilizing an electron cyclotron resonance (ECR) source,¹³ while the successive layers are grown via DC magnetron sputtering. The ECR seed layer has the smallest thickness ($t_{\text{Pt,ECR}} = 4$ nm) that guarantees magnetic properties independent on seed layer thickness.¹² On the ECR film, a 1 nm thick Pt layer and a Co film of varying thickness (0.8–9 nm, 50 nm) are deposited capped by a Pt layer (3 nm).

In the light of the previous reported results on Co/Pt, we demonstrate that very different magnetic properties are attained even for samples prepared on very similar

substrates. To emphasize the latter issue, we first present the results of the magnetic characterization. The in-plane and out-of-plane magnetization curves are measured by means of longitudinal and polar magneto-optic Kerr-effect (MOKE). In Fig. 1 hard axis magnetization curves are shown for samples with an easy axis (a) out-of-plane and (b) in plane, respectively. From these curves, the magnetic anisotropy constants in second order approximation are determined¹⁴ utilizing the saturation magnetization of bulk Co ($M_S = 1.4 \cdot 10^6$ A/m).^{15,17} The insets in Figs. 1(a) and 1(b) show the corresponding easy axis loops. For the second order anisotropy constant K_2 values in the range of (70 ± 30) kJ/m³ are found independent of substrate and Co thickness.^{18,19} The values are in good accordance with published numbers for K_2 of Co/Pt systems.^{5,20} The product of first order anisotropy and thickness, $t_{\text{Co}} \cdot K_{1,\text{eff}}$, is plotted in Fig. 1(c) versus Co thickness t_{Co} for sandwiches grown on both kind of substrates. Straight lines with almost identical slopes are obtained. The linear dependence indicates that a simple phenomenological model can be applied to fit the data that separates bulk ($K_{1V,\text{eff}}$) and surface/interface contributions (K_S) to the magnetic anisotropy

$$K_{1,\text{eff}}(t_{\text{Co}}) \cdot t_{\text{Co}} = \underbrace{\left(K_{1V} - \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \right)}_{K_{1V,\text{eff}}} t_{\text{Co}} + 2K_S.$$

Within the model, the similar slope of the two fits means that the bulk properties of both sandwiches are very much the same, while on the other hand, the surface contributions are different. Obviously, $K_{1,\text{eff}}$ is higher for Si_{ox} than for SiO₂ for any given t_{Co} , which means that the interface anisotropy constant K_S is higher for Si_{ox} than for SiO₂ (see inset of Fig.

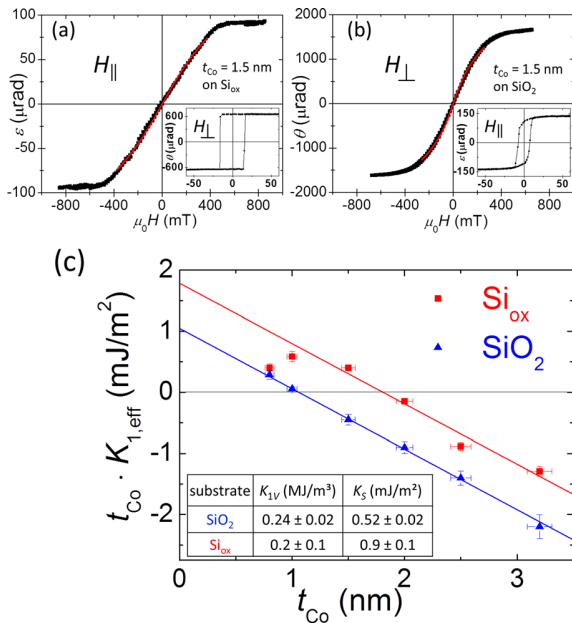


FIG. 1. MOKE investigation of Pt(5 nm)/Co (t_{Co})/Pt (3 nm) sandwiches. (a) Longitudinal Kerr ellipticity (loop with field in-plane) for the sample on naturally oxidized silicon (Si_{ox}) and (b) polar Kerr rotation (field perpendicular to film) on thermally oxidized silicon (SiO_2) with $t_{\text{Co}} = 1.5$ nm. The red solid lines are fits to the hard axis curves assuming coherent rotation of magnetization using anisotropy terms up to the second order.¹⁴ The insets show the corresponding easy axis curves for both samples. (c) shows the effective first order anisotropy constant $K_{1,\text{eff}}$ times Co thickness t_{Co} versus t_{Co} for sandwiches grown on Si_{ox} (red) and SiO_2 (blue). The solid lines are linear fits to the data. The value for $t_{\text{Co}} = 0.8$ nm is not considered for the fit in case of Si_{ox} . The inset shows the volume anisotropy constant K_{1V} and interface anisotropy constant K_S determined from the fits utilizing $M_S = 1.4 \cdot 10^6$ A/m.

1). The values are in the range of data reported in the literature for Co/Pt(111) layered structures,^{21,22} while $K_S = (0.9 \pm 0.1)$ mJ/m² for Si_{ox} fits within the span of values found for MBE grown Co/Pt(111) systems (0.8–1.3 mJ/m²).^{1–3,23,24} Besides the higher surface anisotropy, another difference is found at low Co thicknesses. While for the Pt/Co/Pt grown on SiO_2 , the linear behavior is observed in the whole thickness range a drop of the anisotropy is found in the second system at low thicknesses. The deviation from the linear behavior of $K_{1,\text{eff}}(t_{\text{Co}}) \cdot t_{\text{Co}}$ below $t_{\text{Co}} \approx 1$ nm is frequently reported for Co/Pt. Its origin is attributed to variations in strain,²⁵ a decrease in the Curie temperature,^{2,23} or to the low thickness of the layer that falls below the interface roughness and the depth of interdiffusion.^{2,10,21}

To make the point: Although our preparation conditions for the growth on both substrates are absolutely identical strongly differing magnetic properties are found. Even though the substrates are apparently equivalent, they have to have an impact on the magnetic properties. To clarify the latter puzzle, the structure of the multilayers is investigated.

II. STRUCTURAL PROPERTIES

The structural properties are investigated by X-ray diffraction (XRD) and reflectometry (XRR) utilizing the Cu-K α line (1.5406 Å). Structure and composition of the stacks are studied by high resolution transmission electron microscopy (HRTEM) and high resolution element mapping utilizing

energy dispersive X-ray spectroscopy (EDX) in the scanning TEM mode of the electron microscope.²⁶ Cross sections of the samples are made by focused ion beam (FIB) technique following a standard protocol for TEM lamellae preparation. Prior to FIB cutting 10 nm of carbon and a thick Pt layer is deposited to protect the multilayer during FIB cutting. The preparation and all experiments are performed at room temperature. The thicknesses of the oxides on the silicon substrates are determined via ellipsometry yielding (300 ± 3) nm for SiO_2 and (2.0 ± 0.5) nm for Si_{ox} .

A. HRTEM investigation

Cross-sectional HRTEM investigations in combination with energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX) are made. Cross-sections of sandwiches grown on the two different substrates are shown in Figs. 2(a)–2(f) for different thicknesses of the Co layer. The lamellae (thickness = 25 nm) have twice the extent of the lateral grain size of (11 ± 2) nm, which is determined via scanning electron microscopy. Hence, the observed lattice patterns represent a superposition of the structure of a few grains.

The Pt/Co/Pt sandwich structure grown on top of a SiO_2 substrate is shown in Figs. 2(a) and 2(c). The surface of the substrate exhibits a slight corrugation that is cloned into the following interfaces, i.e., Pt/Co, Co/Pt, and Pt/C. Besides, these mesoscopic corrugations caused by the substrate, the interfaces appear sharp. While for films on SiO_2 three layers are found (Pt/Co/Pt), as expected, the multilayer on Si_{ox} exhibits five layers (see Figs. 2(b), 2(d), and 2(f)). The EDX analysis (Fig. 2(e)) reveals that two PtSi layers are formed that are separated by a third layer. Presumably, the intercalated layer is a mixture of the natural silicon oxide and the deposited Pt. The oxygen content is not plotted in Fig. 2(e) as its intensity is too small to be separated from the background signal. Nonetheless, the drop in the Pt and Si signal indicates the presence of a third species in this region. The upper PtSi layer reveals a Si gradient in the stacking direction. The Si/Pt ratio at the oxide/PtSi interface, which is the same as in the lower PtSi layer, decreases to nearly zero at the PtSi/Co interface. Hence, the Co grows on a surface that consists almost entirely of Pt. The formation of a PtSi alloy has been previously reported when Si/Pt samples are heated during or after deposition of Pt on Si.^{27–30} Intermixing of Si and sputter deposited Pt, however, has not been reported so far for Co/Pt films prepared by magnetron sputtering on Si_{ox} at room temperature.^{23,31}

The EDX analysis (Fig. 2(e)) reveals that a considerable amount of Pt penetrates into the single-crystalline Si substrate (penetration depth of about 5 nm). This finding is confirmed by the contrast in the micrograph of Fig. 2(g) which is obtained utilizing HAADF STEM (High Angle Annular Dark Field Scanning Transmission Electron Microscopy). As dark field images give a sharp composition contrast,³² the decreasing intensity with increasing distance from the interface illustrates the decreasing Pt content in the Si. Both the EDX profile (yellow) and the dark field image reveal the same structure which emphasizes the penetration of Pt into the Si.

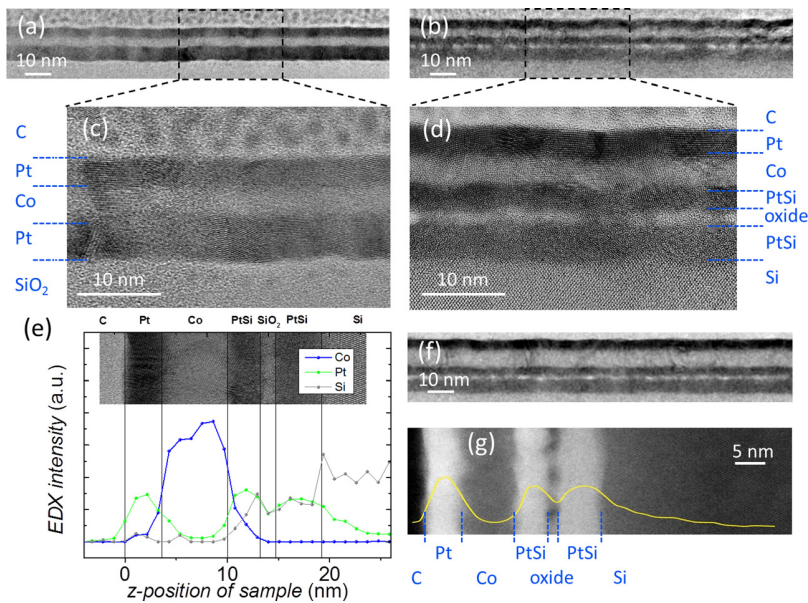


FIG. 2. HRTEM investigation of Pt(5 nm)/Co(t_{Co})/Pt(3 nm) sandwiches. Micrographs (a) and (b) display the cross-sections of films with $t_{\text{Co}}=5$ nm grown on SiO_2 and SiO_x , respectively. The images (c) and (d) show zooms into the structure displayed in (a) and (b), respectively. While on SiO_2 the stack is a trilayer, on SiO_x two PtSi layers appear which are separated by a PtSi-oxide layer. Panel (e) gives an EDX cross-section of the film with $t_{\text{Co}}=9$ nm grown on SiO_x . (f) shows the corresponding micrograph while panel (g) displays a HAADF STEM image with the Pt concentration profile from EDX (yellow).

The HRTEM measurements further demonstrate that the lower PtSi layer does not show any lattice fringes (see Fig. 2(d)), which indicates that it is amorphous. On the other hand, the upper PtSi layer clearly contains crystal fringes, which proceed through the Co up to the Pt cap layer (see Fig. 2(d)). This indicates that successive Co and Pt layers grow in a crystalline phase on the upper most crystalline part of the seed layer. On SiO_2 the crystallinity is found in all three layers (see Fig. 2(c)).

B. X-ray investigation

The HRTEM measurements give a good insight into the local structure. To obtain the averaged structural properties over a macroscopic lateral scale X-ray reflectometry (XRR) and diffraction (XRD) are carried out. In Fig. 3(a), the specularly reflected X-ray intensity is plotted versus the scattering vector $Q_z=4\pi/\lambda \sin \theta$, where θ is the reflection angle. Shown are the results obtained from sandwiches deposited on both SiO_2 and SiO_x substrates ($t_{\text{Co}}=3.2$ nm). The curves for SiO_2 (blue) and SiO_x (red) are fitted by applying Parratt's recursive formalism^{33–35} taking the results of the TEM analysis into account, i.e., assuming a Pt/Co/Pt and a PtSi/PtSi-oxide/PtSi/Co/Pt stack for the sandwiches on SiO_2 and SiO_x substrates, respectively. For the fitting, minor variations of the layer thicknesses obtained by TEM as well as small changes of the scattering length densities (assuming bulk values^{36,37}) are tolerated. The fits (black solid lines) reproduce the data for both substrates very well (Fig. 3(a)). The fitting procedure provides values for the width of the roughness and zone of interdiffusion σ at the interfaces of $\sigma=(3 \pm 1)$ monolayers. Off-specular scans allow for the separation of roughness and intermixing as the latter does not give rise to off-specular scattering. The results indicate that the films are very smooth with a roughness of about one monolayer, so that σ is dominated by the CoPt interdiffusion zone (not shown). The XRR results prove that PtSi layers are present also on a large scale for the sandwiches grown on SiO_x . Hence, the HRTEM investigations can be taken as

characteristic for the sample. On the other hand, the X-ray reflectivity curve can only be fitted reasonably well for the multilayers on SiO_2 when assuming a pure Pt/Co/Pt trilayer. The latter confirms that PtSi formation is prevented by the thick oxide layer.

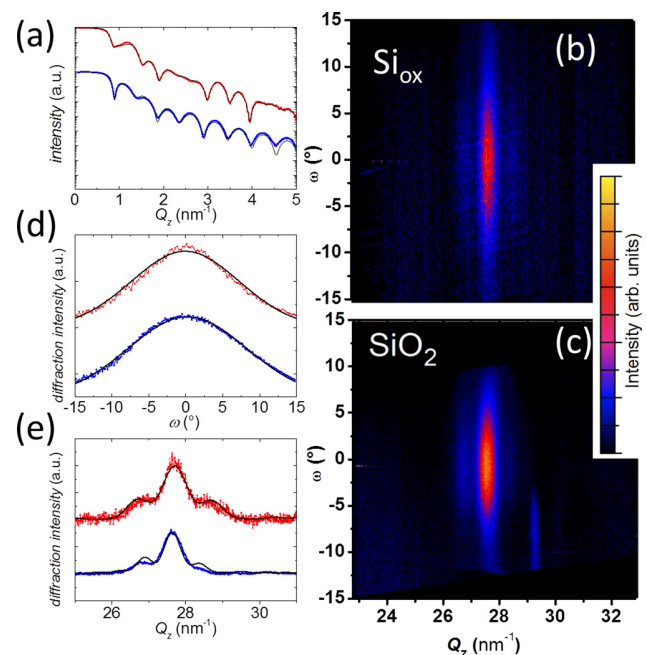


FIG. 3. X-ray investigation of Pt(5 nm)/Co(3.2 nm)/Pt(3 nm). Plot (a) gives the results of X-ray reflectometry measurements on SiO_x (red line) and SiO_2 (blue line). The black solid lines are fits to the curves utilizing Parratt's recursive formalism. Images (b) and (c) are diffraction maps $I(Q_z, \omega)$ for SiO_2 (b) and SiO_x (c), respectively, showing the Pt(111) peak. The intensity peaks that are not centered around $\omega=0^\circ$ are artifacts caused by the experimental set-up. (d) displays the integrated intensity $I(\omega) = \sum_{Q_z} I(\omega, Q_z)$ in the range $Q_z = 2.7 - 2.8 \text{ \AA}^{-1}$ for SiO_x (red) and SiO_2 (blue). The black lines are Gaussian fits. Plot (e) displays XRD scans $I(Q_z, \omega=0)$ for SiO_x (red) SiO_2 (blue). The black lines represent the results of the fitting using the kinematic approximation.

The crystallinity of the samples is analyzed by high angle X-ray diffraction (XRD). Rocking scans are performed in which the sample is rotated (angle ω) about the axis perpendicular to the scattering plane (fixed 2θ angle). $\omega = 0^\circ$ represents the classical 2θ -geometry with θ measured with respect to the normal of the macroscopic surface. Intensity maps $I(\omega, Q_z)$ are shown in Figs. 3(b) and 3(c) for equal Co thickness (3.2 nm) grown on the two substrates. In the plot, the range of scattering vectors of $2.283 \text{ \AA}^{-1} < Q_z < 3.285 \text{ \AA}^{-1}$ is shown, where fcc Pt(111), fcc Co(111), and hcp Co(0001) bulk diffraction peaks must show up. For both substrates intensity peaks are observed in the vicinity of the fcc Pt(111) bulk position ($Q_z = 2.776 \text{ \AA}^{-1}$), while no traces of diffraction intensities due to Co are found. The latter comes from the fact that the Co thickness is small and Co has a much smaller scattering cross-section than Pt.³⁸ The maximum of the Pt(111) peaks is always located at $\omega \approx 0^\circ$ which becomes evident with the plot of the integrated intensity $I(\omega) = \sum_{Q_z} I(\omega, Q_z)$ created from the maps (Fig. 3(d)). The plots demonstrate a preferential [111] orientation of the Pt crystallites. Further evidence for the pronounced Pt(111) texture is the absence of the Pt(200) peak at $Q_z = 3.205 \text{ \AA}^{-1}$ (in Fig. 3(b)/3(c)) which should appear for a random orientation of crystallites.³⁸ The distribution of the orientation of the grains is well fitted by a Gaussian (Fig. 3(d)). A quantitative measure of the degree of texture is the full width at half maximum b_ω . On SiO_2 the Pt (111) peak is slightly wider (FWHM: $b_\omega = (23 \pm 2)^\circ$) than on Si_{ox} ($b_\omega = (15 \pm 3)^\circ$) meaning that on Si_{ox} the (111)-texture is more pronounced than on SiO_2 .

The cross-section of the diffraction maps, $I(Q_z)$ at $\omega = 0^\circ$, is plotted in Fig. 3(e). Two small satellites on both sides of the Pt(111) peak are caused by the variation of the material in the perpendicular direction, i.e., a result of the layered structure.³⁹ The profile $I(Q_z)$ is modeled within the kinematic approximation.^{40,41} In accordance with the HRTEM investigation, the best fit can be obtained by assuming a Pt/Co/Pt and a (amorphous) PtSi/(amorphous) PtSi-oxide/PtSi/Co/Pt stack for the sandwiches on SiO_2 and Si_{ox} substrate, respectively. Only the latter three crystalline layers (PtSi/Co/Pt) contribute to the scattering in the range of $Q_z = 2.776 \text{ \AA}^{-1}$. The fit yields the total thickness of the crystalline constituents from which the thickness of the crystalline PtSi can be estimated. Taking the nominal thicknesses for the Co film and the Pt cap layer, we obtain for the crystalline PtSi layer $t_{\text{seed, SiO}_2} = (3 \pm 1) \text{ nm}$. The value is significantly smaller than the thickness of the crystalline seed layer on SiO_2 ($t_{\text{seed, SiO}_2} = (5.0 \pm 0.1) \text{ nm}$) and fits very well the thickness of that layer obtained from the HRTEM image.

Another striking difference between the plots in Fig. 3(e) is the position of the main peak which indicates that the two seed layers have different lattice parameter. On SiO_2 , the peak is at $Q_z = (2.757 \pm 0.003) \text{ \AA}^{-1}$ while for Pt grown on Si_{ox} it is at $Q_z = (2.769 \pm 0.003) \text{ \AA}^{-1}$, which gives a lattice spacing of $d_{\text{Pt}(111), \text{SiO}_2} = (0.2278 \pm 0.0003) \text{ nm}$ and $d_{\text{Pt}(111), \text{SiOx}} = (0.2269 \pm 0.0003) \text{ nm}$, respectively. The value for Pt on Si_{ox} is very close to the value of bulk Pt $d_{\text{Pt, bulk}} = 0.2263 \text{ nm}$, while for SiO_2 , the interplanar spacing of the Pt layers is expanded by 0.7% compared to bulk Pt. Hence, it can be concluded that Co deposition on Pt/ Si_{ox} is

comparable to Co grown on Pt(111). The surface anisotropy that is attained here is indeed very close to the maximum values published for Co/Pt(111).^{1,3}

So far PtSi alloying has not been reported for magnetron sputtered Co/Pt films grown on Si at room temperature. To cross-check our results magnetron sputtered Pt (5 nm)/Co (2 nm)/Pt (3 nm) trilayers are prepared and investigated via XRD and XRR. The spectra for layers produced on Si_{ox} and SiO_2 do not show any significant difference which indicates that PtSi and the intercalated oxide does not exist (not shown). The latter results document that the high energy of the ions in the ECR sputtering causes the PtSi formation. Note that for thinner ECR seed layer thicknesses ($t_{\text{Pt, ECR seed}} < 4 \text{ nm}$), we observe that the magnetic anisotropy significantly decreases, which might be a consequence of CoSi alloy formation as the enthalpy of formation for PtSi and CoSi are comparable.⁴² The microscopic mechanism that drives the Pt into the Si lattice in the ECR sputtering is not clear and outside the focus of the study. Two processes can be imagined: (a) the Pt particles with energy of about 20 eV (Ref. 43) directly penetrate and/or (b) high energy Ar^+ -ions ($\leq 1.2 \text{ keV}$) reaching the substrate enforce the intermixing and the creation of pinholes in the thin natural oxide. Through the pinholes the Si can diffuse outward and the Pt vice versa inward.

To answer the question whether the Co grows in hcp or fcc structure, XRD scans are performed by varying the angle between film normal and plane of incidence (not shown). To overcome the small signals of the Co peaks, the Co thickness is increased to $t_{\text{Co}} = 50 \text{ nm}$. The scattering intensities show the characteristics of the fcc phase and no hcp features. This result is in accordance with the value for the volume contribution to magnetic anisotropy obtained from the plot in Fig. 1, which are $K_V = (0.24 \pm 0.02) \text{ MJ/m}^3$ for SiO_2 and $(0.2 \pm 0.1) \text{ MJ/m}^3$ for Si_{ox} . The found anisotropy constants are smaller than the literature values for hcp Co ($K_{V, \text{hcp}} \approx 0.5 \text{ MJ/m}^3$ (Ref. 16)) but larger than the literature values of fcc Co ($K_{V, \text{fcc}} \approx 0.02 \text{ MJ/m}^3$ (Ref. 44)). As the seed layer can only cause a tensile in-plane strain in the Co layer, which strengthens the out of plane anisotropy,^{45,46} this is in accordance with the fact that the Co is in its fcc phase.

III. DISCUSSION OF THE DIFFERENCE IN SURFACE ANISOTROPY CONSTANT

According to the above results, the splitting of the stack into homogeneous bulk parts separated by sharp interfaces seems to be justified. Utilizing this model, we discuss possible structural origins (texture, roughness, alloying, and strain at the interface) for the strong difference in K_S of 0.4 mJ/m^2 between both substrates (Fig. 1).

For crystalline Co/Pt layered structures, the dependence of K_S on interface orientation has been reported.^{23,49,50} A change from (111) to (110) orientation of the CoPt multilayers causes a drop of K_S by 0.55 mJ/m^2 .⁴⁹ A theoretical estimation has given a decrease of 0.15 mJ/m^2 .⁵⁰ The mean tilting of the crystallites $\bar{\alpha}$ can be estimated by $\bar{\alpha} < \sigma = b_\omega / (2\sqrt{2 \ln 2})$, yielding $\bar{\alpha}_{\text{SiO}_2} < 6^\circ$ and $\bar{\alpha}_{\text{SiO}_2} < 10^\circ$. The difference in texture is even smaller (about 4°). Hence, it appears unrealistic (in the light of the above mentioned

results) to ascribe the change of 0.4 mJ/m^2 to that small angle deviation.

The interfacial roughness can cause a reduction of K_S as proposed by Bruno.⁷ The relative change is given as a function of lateral coherence length L and modulation amplitude σ , i.e., $\Delta K_S/K_S = -2\sigma/L$. Taking the geometries from the HRTEM picture (Fig. 2), $L_{\text{SiO}_2} = (14 \pm 2) \text{ nm}$ and $\sigma_{\text{corr, SiO}_2} = (1.0 \pm 0.3) \text{ nm}$, we obtain a relative reduction of $\Delta K_S/K_{S, \text{SiO}_2} = (14 \pm 11)\%$, which corresponds to $\Delta K_S = 0.13 \text{ mJ/m}^2$. As the modulation for Si_{ox} is similar the difference in K_S will be even smaller than the above value and thus far below the observed ΔK_S of 0.4 mJ/m^2 .

The significant difference of 0.7% in the lattice constant of the Pt seed might influence the creation of the CoPt alloy at the interface. Such alloys can cause contributions to an effective interface anisotropy $K_{S, \text{CoPt, eff}}$. Then, the difference in K_S is the product of interface thickness times the difference of the bulk anisotropy values of the two presumable alloys. For $\Delta K_S = 0.4 \text{ mJ/m}^2$, we expect a difference in the bulk values of $\Delta K_{1V, \text{CoPt}} \approx 0.6 \text{ MJ/m}^3$ using the thickness of the interdiffusion zone σ determined via XRR.

The observation of $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloy formation at the interfaces is in line with previous studies dealing with sputtered Co/Pt films.^{2,51} The published values of the volume anisotropies of homogeneous, disordered $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloys, however, are considerably lower than $\Delta K_{1V, \text{CoPt}}$, namely, $K_{1V} \approx 0.3 \text{ MJ/m}^3$ (Refs. 52–54) is found independent of the stoichiometry.⁵³ If, however, the $L1_1$ configuration of CoPt(111) appears at the Pt/Co interface on the Si_{ox} substrate the strong difference in $\Delta K_{1V, \text{CoPt}}$ would be understandable as the $L1_1$ phase is known to have a strong anisotropy due to a tetragonal distortion of the lattice.^{55–58}

Due to the strong lattice mismatch between Co and Pt, a large strain can be expected in crystalline growth^{10,25} (coherent thickness regime). As a large amount of energy is stored in the strained lattice the system tends to relax via creation of misfit dislocations (incoherent regime).⁵⁹ Even in case of lattice mismatch in the range of 10% a very thin coherent regime was found via sophisticated techniques of stress measurements.^{48,60,61} In case of small lattice mismatch, the coherent-incoherent transition leads to a kink in the $K_{1, \text{eff}}(t_{\text{Co}}) \cdot t_{\text{Co}}$ plots which shows up far above the monolayer range (e.g. at $t_{\text{Ni}} = 1.3\text{--}1.5 \text{ nm}$ for Ni on Cu).^{40,62}

The most obvious difference between the two plots in Fig. 1 is the deviation of $K_{1, \text{eff}}(t_{\text{Co}}) \cdot t_{\text{Co}}$ from the linear behavior for $t_{\text{Co}} \leq 1.1 \text{ nm}$ for sandwiches grown on Si_{ox} , while the deviation is not found on SiO_2 . With the above considerations, it seems reasonable to assume for PtSi/PtSi-oxide/PtSi/Co/Pt a broad coherent regime (up to 1.1 nm) while for Pt/Co/Pt on SiO_2 the transition is well below 1 nm. Due to the larger thickness of a strained interface region, the PtSi/oxide/PtSi/Co/Pt should exhibit a stronger contribution to K_S . Importantly, a tensile strain in the (111) plane leads to a magnetoelastic contribution favoring a [111] orientation of magnetization as observed experimentally, no matter whether it is strain in Co or in $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloy as the relevant parameters, i.e., magnetostriction and elastic constants, are similar.^{47,63} Quantitatively, the difference in K_S can be

explained by a difference in strain in the order of 5% using the constants of Ref. 45.

In the above considerations, both interfaces (Pt/Co and Co/Pt) are treated as equal, i.e., giving the same contribution to the magnetic anisotropy. Assuming that the interfaces of Co and cap layer are the same for both substrates exhibiting the K_S value of Pt/Co/Pt on SiO_2 a large interface contribution of $\Delta K_S = 0.8 \text{ mJ/m}^2$ has to be appointed to the interface between Co and Pt seed layer created on Si_{ox} .

IV. CONCLUSION

In conclusion, we find that the different thickness of oxides on silicon has a strong impact on the layer composition when Pt seed layers are created via ion assisted sputtering. While the thick oxide blocks the penetration of Pt into the Si substrate and the subsequent building of silicide, the thin oxide is intercalated between two silicide layers from which the upper one exhibits crystallinity. The upper PtSi is important as it exhibits a gradient in the Si content. The decrease of Si content towards the interface to Co allows for a better adaptation of the lattice. The topmost seed layer exhibits almost the lattice constant of bulk Pt, while for a thick oxide (SiO_2), the seed layer is more strained. It is put forward that the latter difference of the Pt template is responsible for variations in the subsequent Co growth and for the observed strong difference in the interface anisotropy. The investigation demonstrates that minor, apparently dispensable, differences of the substrate have strong effects on the magnetic anisotropy. It turns out that the latter is an extremely sensitive probe for the underlying sample structure.

ACKNOWLEDGMENTS

Cooperation with Felix Balhorn (ferromagnetic resonance) and Martin Waleczek (ellipsometry), as well as funding by DFG via Sonderforschungsbereich SFB 668 and project OE 251/7-1 “Investigation of the influence of interfaces on the magnetotransport in ultrathin films” is gratefully acknowledged. H.P.O. is thankful for excellent hospitality at CIC nanoGUNE during his research stay. He gratefully acknowledges financial support from the Basque Foundation of Science via an Ikerbasque visiting fellowship. A.C. acknowledges financial support from FEI Company (The Netherlands) within the framework of a collaborative project.

¹N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. A. de Stegge, *J. Appl. Phys.* **73**, 3418 (1993).

²D. Weller, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, G. R. Harp, H. Notarys, and G. Gorman, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 791 (1993).

³T. Kingetsu, *J. Appl. Phys.* **76**, 4267 (1994).

⁴J. H. Kim and S. C. Shin, *J. Appl. Phys.* **80**, 3121 (1996).

⁵M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, *J. Magn. Magn. Mater.* **260**, 231 (2003).

⁶J. C. Lee, C. H. Hsieh, C. C. Chang, L. W. Huang, L. K. Lin, and S. F. Lee, *J. Appl. Phys.* **113**, 17C714 (2013).

⁷P. Bruno, *J. Phys. F* **18**, 1291 (1988).

⁸M. Li, Y. P. Zhao, G. C. Wang, and H. G. Min, *J. Appl. Phys.* **83**, 6287 (1998).

⁹P. F. Garcia, *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988).

¹⁰S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, *J. Appl. Phys.* **66**, 4909 (1989).

- ¹¹S. Tsunashima, M. Hasegawa, K. Nakamura, and S. Uchiyama, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 465 (1991).
- ¹²H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 1353 (2010).
- ¹³M. Wellhöfer, M. Weibenborn, R. Anton, S. Pütter, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mater.* **292**, 345 (2005).
- ¹⁴The free energy density in second order approximation is given by: $E/V = K_{1,eff} \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta - \mu_0 H M_S \cos \Phi$, where Θ is the angle of \mathbf{M} to the outstanding axis (film normal) and Φ is the angle between \mathbf{M} and \mathbf{H} . If the film normal is the easy (hard) axis of magnetization a field has to be applied in any in-plane direction (along the film normal), thus $\Phi + \Theta = 90^\circ$ ($\Phi = \Theta$). Then the equilibrium zero-torque condition $\partial(E/V)/\partial\Theta = 0$ yields: $\frac{2K_{1,eff}}{M_S} m_{||} + \frac{4K_2}{M_S} m_{||}^3 = \mu_0 H(m_{||})$ and $-\left(\frac{2K_{1,eff}}{M_S} + \frac{4K_2}{M_S}\right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\perp}^3 = \mu_0 H(m_{\perp})$, respectively.
- ¹⁵The saturation magnetization of films with $t_{Co} = 7$ nm is determined by ferromagnetic resonance. As a result for both substrates the M_S values resemble the hcp/fcc bulk value at room temperature within the resolution of the experiment.^{16,17}
- ¹⁶M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein—Group III Condensed Matter, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Springer-Verlag, 1986), Vol. 19a.
- ¹⁷T. Suzuki, D. Weller, C. A. Chang, R. Savoy, T. Huang, B. A. Gurney, and V. Speriosu, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2736 (1994).
- ¹⁸H. Stillrich, C. Menk, R. Fromter, and H. P. Oepen, *J. Appl. Phys.* **105**, 07C308 (2009).
- ¹⁹D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, H. P. Oepen, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L. M. Stadler, G. Grübel, C. Tieg, and F. Yakhou-Harris, *Phys. Rev. B* **84**, 104412 (2011).
- ²⁰J. W. Lee, J. Kim, S. K. Kim, J. R. Jeong, and S. C. Shin, *Phys. Rev. B* **65**, 144437 (2002).
- ²¹W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia, and C. R. Fincher, *J. Appl. Phys.* **65**, 4971 (1989).
- ²²F. J. A. den Broeder, W. Hoving, and P. J. H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
- ²³C. J. Lin, G. L. Gorman, C. H. Lee, R. F. C. Farrow, E. E. Marinero, H. V. Do, H. Notarys, and C. J. Chien, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 194 (1991).
- ²⁴J. Kisielewski, A. Kirilyuk, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kimel, T. Rasing, L. T. Baczewski, and A. Wawro, *Phys. Rev. B* **85**, 184429 (2012).
- ²⁵C. L. Canedy, X. W. Li, and G. Xiao, *Phys. Rev. B* **62**, 508 (2000).
- ²⁶Manufacturer: FEI, Netherlands, type: TitanG2 60–300 electron microscope.
- ²⁷H. B. Ghazlene, P. Beaufrère, and A. Authier, *J. Appl. Phys.* **49**, 3998 (1978).
- ²⁸E. Conforto and P. E. Schmid, *Philos. Mag.* **A 81**, 61 (2001).
- ²⁹A. Hiraki, M. A. Nicolet, and J. W. Mayer, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 178 (1971).
- ³⁰J. Shi, D. Kojima, and M. Hashimoto, *J. Appl. Phys.* **88**, 1679 (2000).
- ³¹M. J. Bonder, N. D. Telling, P. J. Grundy, C. A. Faunce, T. Shen, and V. M. Vishnyakov, *J. Appl. Phys.* **93**, 7226 (2003).
- ³²P. D. Nellist, “Scanning transmission electron microscopy,” in *Science of Microscopy* (Springer, 2007).
- ³³L. G. Parratt, *Phys. Rev.* **95**, 359 (1954).
- ³⁴C. Braun, Parratt32 or the reflectivity tool (1997–1999).
- ³⁵A. Nelson, *J. Appl. Crystallogr.* **39**, 273 (2006).
- ³⁶Scattering lengths from Ref. 37, calculated with $\lambda = 0.15406$ nm to $\rho_{Co} = 6.308 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-2}$, $i\rho_{Co} = 9.129 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-2}$, $\rho_{Pt} = 1.374 \cdot 10^{-2} \text{ nm}^{-2}$, $i\rho_{Pt} = 1.350 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-2}$, $\rho_{Si} = 2.104 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-2}$, $i\rho_{Si} = 4.795 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-2}$ and $\rho_{SiO_2=PtSi-oxide} = 1.982 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-2}$, $i\rho_{SiO_2=PtSi-oxide} = 2.577 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-2}$, $\rho_{PtSi} = 8.257 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-2}$, $i\rho_{PtSi} = 7.103 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-2}$.
- ³⁷B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *Atom. Data Nucl. Data Tables* **54**(2), 181 (1993).
- ³⁸J. A. Ibers and W. C. Hamilton, *International Tables for X-Ray Crystallography, Vol. IV Revised and Supplementary Tables to Vol. II and III* (Kluwer Academic Publishers, 1989).
- ³⁹A. Segmüller and A. E. Blakeslee, *J. Appl. Crystallogr.* **6**, 19 (1973).
- ⁴⁰J. A. C. Bland and B. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures I, An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties* (Springer-Verlag, 1994).
- ⁴¹The intensity of the specular scattered X-rays from a layered structure is given by $I(Q_z) = |\langle A(Q_z) | A(Q_z)^* \rangle|^2$ with the amplitude $A(Q_z) = \sum_{j=1}^M f_j^{layer} e^{iQ_z r_j}$. The sum is over each of the M monolayer in the layered structure, f_j^{layer} is the layer scattering factor ($f_{layer,Pt} = 9.72$ and $f_{layer,Co} = 3.61$, f_j^{layer} corresponds to the product of atomic scattering factor ($f_{Pt} = 64.7$ and $f_{Co} = 19.5$ (Ref. 38)) and atomic density $4/(\sqrt{3}a_{fcc}^2)$ (Co: 18.5 atoms/nm², Pt: 15.0 atoms/nm²) and r_j is the position of the jth monolayer. The layer structure derived from the HRTEM measurements is used considering interface regions between the layers determined by XRR. The only fitting parameters are the interlayer distances $d_i = r_i - r_j$ for which clear boundary conditions are applied (starting values: $d_{Co,bulk} = 0.2035$ nm and $d_{Pt,bulk} = 0.2263$ nm). In case that the coherence length in growth direction is smaller than the thickness of the metallic Pt and Co layers a fraction of the intensity is given by $I(Q) = |\langle A_{Pt,seed} | A_{Pt,seed}^* \rangle|^2 + |\langle A_{Co} | A_{Co}^* \rangle|^2 + |\langle A_{Pt,cap} | A_{Pt,cap}^* \rangle|^2 + \sum |\langle A_{interface} | A_{interface}^* \rangle|^2$.
- ⁴²S. V. Meschel and O. J. Kleppa, *J. Alloys Compds.* **267**, 128 (1998); **280**, 231 (1998).
- ⁴³Calculated by using TRIM: J. Ziegler, J. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids* (New York, Pergamon, 1985), SRIM code: <http://www.srim.org>.
- ⁴⁴ $K_{V,fcc}$ corresponds to the energy density difference between magnetization along [111] direction (easy axis) and [100] direction (hard axis) calculated from $K_{1,cub} = -62$ kJ/m³ and $K_{2,cub} = 0$ kJ/m³ (Ref. 17) according to $\Delta E_{111} = 1/3 * K_{1,cub} + 1/27 * K_{2,cub}$.
- ⁴⁵The magnetoelastic anisotropy contribution is given by $K_{me,fcc} = B_2(\epsilon_0 - \epsilon_3)$,⁴⁶ where $B_{2,Co fcc} = 7.7$ MJ/m³ (Refs. 47 and 48) is the magneto-elastic constant. The out-of-plane strain $\epsilon_3 = -0.57 \epsilon_0$ is determined under the assumption of vanishing stress along the out-of-plane direction using $\epsilon_3 = -2 \epsilon_0(c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44})/(c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})$ and $c_{11} = 242$ GPa, $c_{12} = 160$ GPa, $c_{44} = 128$ GPa.⁴⁸ c_{ij} are the elastic constant of fcc Co and ϵ_0 is the (isotropic) in-plane strain.
- ⁴⁶D. Sander, *J. Phys.-Condens. Matter* **16**, R603 (2004).
- ⁴⁷H. Takahashi, S. Tsunashima, S. Iwata, and S. Uchiyama, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 282 (1993).
- ⁴⁸D. Sander, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 809 (1999).
- ⁴⁹R. F. C. Farrow, “Chemical ordering and magnetic anisotropy in MBE grown Co/Pt multilayers,” in *Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimensions* (Plenum Press, 1993).
- ⁵⁰J. M. MacLaren and R. H. Victora, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 3034 (1993).
- ⁵¹G. A. Bertero, R. Sinclair, C. H. Park, and Z. X. Shen, *J. Appl. Phys.* **77**, 3953 (1995).
- ⁵²C. J. Lin and G. L. Gorman, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1600 (1992).
- ⁵³D. Weller, H. Brändle, and C. Chappert, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 461 (1993).
- ⁵⁴S. E. Park, P. Y. Jung, and K. B. Kim, *J. Appl. Phys.* **77**, 2641 (1995).
- ⁵⁵S. Iwata, S. Yamashita, and S. Tsunashima, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3670 (1997).
- ⁵⁶F. T. Yuan, A. C. Sun, and J. H. Hsu, *Scr. Mater.* **62**, 762 (2010).
- ⁵⁷A. Sakuma, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 3053 (1994).
- ⁵⁸P. Ravindran, A. Kjekshus, H. Fjellvåg, P. James, L. Nordström, B. Johansson, and O. Eriksson, *Phys. Rev. B* **63**, 144409 (2001).
- ⁵⁹J. H. van der Merwe, *J. Appl. Phys.* **34**, 123 (1963).
- ⁶⁰A. Enders, D. Sander, and J. Kirschner, *J. Appl. Phys.* **85**, 5279 (1999).
- ⁶¹E. Lundgren, B. Stanka, M. Schmid, and P. Varga, *Phys. Rev. B* **62**, 2843 (2000).
- ⁶²R. Jungblut, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, and F. J. A. denBroeder, *J. Appl. Phys.* **75**, 6424 (1994).
- ⁶³A. G. Every and A. K. McCurdy, *Landolt-Börnstein—Group III Condensed Matter, Second and Higher Order Elastic Constants* (Springer-Verlag, 1992), Vol. 29a.

Anhang

t_{Co} -Abhängigkeit der Halleffekte von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen Durch die Auswertung der in dieser Arbeit durchgeführten MR-Messungen ist es möglich, die Stärke des normalen und anomalen Hall Effekts der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme zu bestimmen. Da die Diskussion dieser Messungen für diese Arbeit nicht von Belang ist, werden an dieser Stelle nur die Ergebnisse dieser Messungen präsentiert. Genauere Informationen zu den verwendeten Messungen finden sich in Kapitel 7.

Durch Auswertung der $R_{xy}(H)$ -Messungen können die Konstanten des normalen (OHE) und des anomalen Halleffekts (AHE), \tilde{R}_0 und \tilde{R}_S , bestimmt werden. Da der OHE linear von der Feldstärke abhängt, kann die Stärke des OHE durch eine lineare Anpassung bestimmt werden. Die Anpassung erfolgt nur für $R_{xy}(H)$ -Werte, für die \mathbf{M} konstant ist, so dass die Steigung s_{OHE} von $R_{xy}(H)$ nicht durch den AHE beeinflusst wird. Diese Anpassung erlaubt die Bestimmung der normalen Hallkonstante \tilde{R}_0 des Schichtsystems über

$$\tilde{R}_0 = t_{\text{ges}} \cdot s_{\text{OHE}}, \quad (8.1)$$

wobei s_{OHE} die aus der Anpassung bestimmte Steigung ist.

\tilde{R}_S lässt sich errechnen, indem die Differenz ΔR_{AHE} der Schnittpunkte der linearen Extrapolationen der linearen Verläufe mit $\mu_0 H = 0$ berechnet wird. Mit

$$\tilde{R}_S = \frac{\Delta R_{\text{AHE}} \cdot t_{\text{ges}}}{2\mu_0 M_S} \quad (8.2)$$

ergibt sich daraus die anomale Hallkonstante \tilde{R}_S des Schichtsystems.

Die t_{Co} -Abhängigkeit von $\tilde{R}_{0,\text{Co}}$ und $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ ist in Abb. 8.2(a) dargestellt. Für $\tilde{R}_{0,\text{Co}}$ wird eine monotone Abnahme mit t_{Co} beobachtet, so dass für $t_{\text{Co}} = 50$ nm ein Wert von etwa $-0,17 \text{ m}^3/\text{C}$ gemessen wird. Dies stimmt innerhalb des Fehlers mit den Ergebnissen für Pt/Co/Pt-Schichtsysteme überein. Für $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ wird zunächst eine starke Zunahme bis etwa 20 nm beobachtet. Ab etwa 40 nm tritt eine leichte Abnahme des Wertes auf. Für $t_{\text{Co}} = 0,5$ nm ist $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ negativ. Das Verhalten von $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ ähnelt damit qualitativ dem Verhalten von Pt/Co/Pt, für welche jedoch bereits bei 9 nm eine Sättigung von $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ nachgewiesen wurde [60]. Zudem ist bei Pt/Co/Pt $\tilde{R}_{S,\text{Co}}$ deutlich größer als bei Pd/Co/Pd, bei Schichtdicken $t_{\text{Co}} \geq 9$ nm teilweise über 50 %.

Ein Wechsel des Vorzeichens des AHE, wie er zwischen $0,5 \text{ nm} < t_{\text{Co}} < 0,8 \text{ nm}$ auftritt, wird auch in verschiedenen Veröffentlichungen beschrieben, die Co/Pd-Multilagene untersuchen [205, 235]. Für Rosenblatt et al. tritt ein Wechsel von einem negativen zu einem positiven Vorzeichen des AHE nach Ablauf eines Zeitraums von wenigen Tagen auf [235]. Es handelt sich demnach um einen Alterungseffekt, wie er auch in dieser Arbeit in Abs. 7.3 diskutiert wird. In den Untersuchungen von Guo et al. tritt ein solcher Übergang auf, wenn die Anzahl der Wiederholungen n

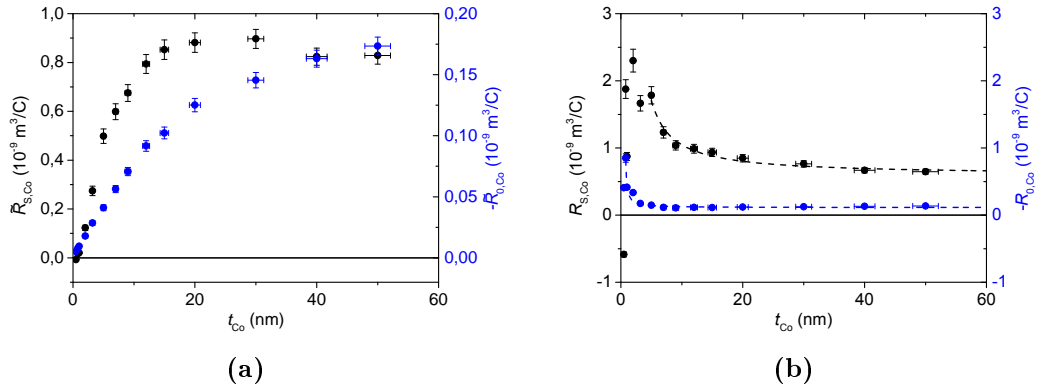


Abbildung 8.2: (a) Stärke des normalen ($\tilde{R}_{0,Co}$) und anomalen ($\tilde{R}_{S,Co}$) Halleffekts der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in Abhängigkeit von t_{Co} . (b) Stärke des normalen ($R_{0,Co}$) und anomalen ($R_{S,Co}$) Halleffekts der Pd/Co/Pd-Schichtsysteme in Abhängigkeit von t_{Co} nach Eliminierung des Pd-Shunts. Die gestrichelten Linien sind $1/t_{Co}$ für $t_{Co} \geq 0,8 \text{ nm}$ ($R_{0,Co}$) und $t_{Co} \geq 5 \text{ nm}$ ($R_{S,Co}$).

der $[\text{Co}/\text{Pd}]_n$ -Multilagen oder die Temperatur T erhöht wird. Guo et al. führen einen Einfluss der Grenzflächenstreuung als Ursache für den Vorzeichenwechsel mit n an [205].

Für die Hallkonstanten kann Gleichung 7.4 nicht zur Korrektur des Shunt-Widerstands verwendet werden, da in diesem Fall die Querspannung U_y die Messgröße ist, Gleichung 7.4 jedoch auf einer Veränderung der Längsspannung basiert. Stattdessen wird eine Näherung verwendet

$$R_{0,Co} = s_{\text{OHE}} \cdot \frac{I_{\text{Ges}}}{I_{Co}} \cdot t_{\text{eff}}, \quad R_{S,Co} = \frac{\Delta R_{\text{AHE}} \cdot t_{\text{eff}}}{2\mu_0 M_S} \cdot \frac{I_{\text{Ges}}}{I_{Co}}, \quad (8.3)$$

wobei $t_{\text{eff}} = \frac{t_{Co}/\rho_{Co} + t_{Pd}/\rho_{Pd}}{1/\rho_{Co} + 1/\rho_{Pd}}$ gilt. t_{eff} wird dabei verwendet, um eine Abschätzung über den Einfluss der Spannungsänderung an der Parallelschaltung durch Veränderung der Längsspannung Rechnung zu tragen. Das Verhältnis des Stroms durch die Co-Schicht I_{Co} zum Strom durch das gesamte Schichtsystem I_{Ges} kann durch Verwendung des Parallelstrommodells (Gleichung 7.1) und den in Abs. 7.1.3 berechneten Größen mit

$$\left(\frac{I_{Co}}{I_{\text{Ges}}} \right) = \frac{R_{Pd} - R_{\text{Ges}}}{R_{Pd}} \quad (8.4)$$

berechnet werden. Da R_{Ges} , wie bereits in Abs. 7.1.1 beschrieben, von der verwendeten Geometrie abhängt, ist auch $\frac{I_{Co}}{I_{\text{Ges}}}$ von der Geometrie abhängig. Der Einfluss der Geometrie auf R_{Co} ist allerdings gering, im stärksten Fall für $t_{Co} = 50 \text{ nm}$ kommt es zu einer Erhöhung von R_{Ges} von etwa 1,6% bei einer Rotation von der transversalen in die longitudinale Geometrie, was einer Erhöhung von R_{Co} um 1,7% entspricht.

Um die Genauigkeit einer solchen Näherung unter Verwendung von t_{eff} und $\frac{I_{\text{Ges}}}{I_{Co}}$ zu bestimmen, wurde diese Methode auch zur Beschreibung des AMR, AIMR und SMR verwendet und mit den Ergebnissen aus Gleichung 7.4 und 7.7 verglichen werden. Es zeigt sich eine qualitativ gute Übereinstimmung. Allerdings werden diese Effekte mit dieser Näherung zu klein berechnet. Es

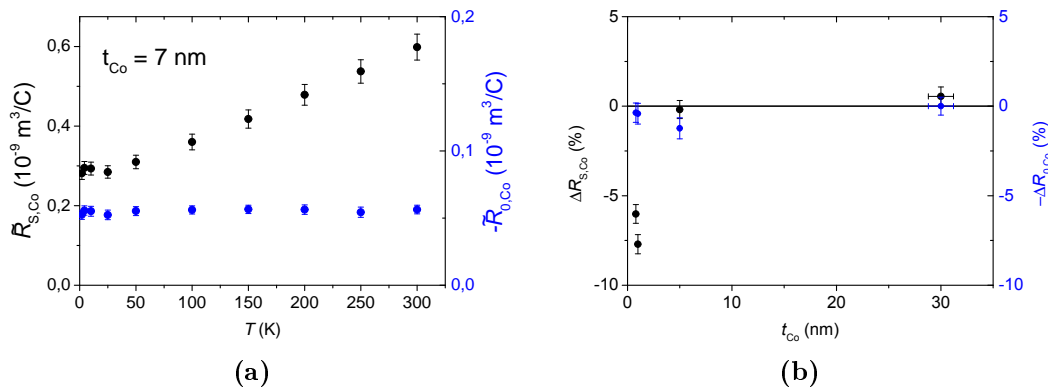


Abbildung 8.3: (a) Temperaturabhängigkeit des normalen ($\tilde{R}_{0,C0}$) und anomalen Halleffekts ($\tilde{R}_{S,C0}$) des Pd 5 nm / Co 7 nm / Pd 3 nm Schichtsystems. (b) Zeitliche Veränderung des normalen ($R_{0,C0}$) und anomalen ($R_{S,C0}$) Halleffekts für Pd 5 nm / t_{Co} / Pd 3 nm Schichtsysteme. Die verwendeten Messungen wurden in einem Abstand etwa 6 Monaten durchgeführt.

kann also davon ausgegangen werden, dass mit Gleichung 8.3 die Shunt-Korrektur des t_{Co} -Verlaufs der Hallkonstanten ebenfalls qualitativ beschrieben werden kann.

In Abb. 8.2(b) sind die Hallkonstanten nach dieser Shunt-Korrektur $R_{0,C0}$ und $R_{S,C0}$ dargestellt. Für den OHE kommt es zu einem Anstieg von $R_{0,C0}$ mit t_{Co} für $t_{Co} \geq 0,8$ nm, der sich durch einen $1/t_{Co}$ -Verlauf beschreiben lässt. Für $t_{Co} = 0,5$ nm steigt der Wert von $R_{0,C0}$ gegenüber dem Wert für $t_{Co} = 0,8$ nm an. Damit entspricht der Verlauf von $R_{0,C0}$ qualitativ dem AIMR-Verlauf. Für $R_{S,C0}$ wird ein Abfall für $t_{Co} \geq 5$ nm beobachtet, der ebenfalls einen $1/t_{Co}$ -Verlauf zeigt.

Temperaturabhängigkeit und Alterungseffekte der Halleffekte von Pd/Co/Pd-Schichtsystemen

Auch für die Halleffekte wurden Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit durchgeführt, wie in Abs. 7.2 beschrieben. Der normale Halleffekt $\tilde{R}_{0,C0}$ bleibt im untersuchten Temperaturbereich innerhalb des Fehlers konstant. (siehe Abb. 8.3(a)). Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus anderen Untersuchungen für Co-Schichtsysteme [60, 102]. Für den anomalen Halleffekt wird hingegen ein Anstieg von $\tilde{R}_{S,C0}$ mit steigender Temperatur für $T > 25$ K beobachtet. Auch dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen für die Pt/Co/Pt-Schichtsysteme.

Dass $\tilde{R}_{0,C0}$ keine Temperaturabhängigkeit zeigt, ist zu erwarten, da die normale Hall Konstante nur eine Abhängigkeit von der effektiven Ladungsträgersichte n^* aufweist (siehe Gleichung 2.47), für welche keine Temperaturabhängigkeit erwartet wird. Für $\tilde{R}_{S,C0}$ wird hingegen eine Abhängigkeit vom spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} erwartet (siehe Gleichung 2.50), welcher wie in Abs. 7.2.1 gezeigt, eine ähnliche Abhängigkeit von T zeigt.

Der Einfluss des Alterungseffekts auf die Halleffekte ist in Abb. 8.3(b) gezeigt. Für den normalen Hall Effekt ist der Einfluss der Alterung relativ gering, maximal wird eine Zunahme von $R_{0,C0}$ von etwa 2% bei $t_{Co} = 5$ nm beobachtet. Für den anomalen Hall Effekt tritt eine Abnahme von $R_{S,C0}$ auf, die bei $t_{Co} = 1$ nm mit etwa 8% am stärksten ist. Eine solche Zunahme des

8 Anhang

AHE ist somit in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Rosenblatt et al. [235] und Wang et al. [236], die bereits in Abs. 7.3 vorgestellt wurden.

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Hilfe vieler Leute nie zustande gekommen, denen ich an dieser Stelle danken möchte. Zunächst möchte ich Prof. Dr. Hans Peter Oepen für die Möglichkeit in seiner Forschungsgruppe diese Dissertation anfertigen zu dürfen, für die interessante Diskussion und die viele Arbeit an der gemeinsamen Publikation danken. Auch Prof. Dr. Kornelius Nielsch möchte für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Dissertation danken. Aus Gruppe G möchte ich insbesondere danken:

- André Kobs für die große Unterstützung beim Zusammenschreiben dieser Arbeit durch das Kontrolllesen vieler Passagen, die Diskussionen über Messungen und Auswertungen und die Einführung in die Sputterdeposition. Ohne seine gewissenhafte Art und seine Vorarbeiten wären weder diese Dissertation noch unsere gemeinsamen Publikationen möglich gewesen.
- Jonathan Jacobsohn für die Durchführung der Röntgenmessungen der neusten Co/Pd Proben, seinen Einsatz für die Sputterdepositionskammer und das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Axel Frauen für seine seine Hilfe vielen experimentellen Ratschläge und die Unterstützung bei den Magnetowiderstandsmessungen.
- Carsten Thönnißen für die Hilfe bei der Messung der temperaturabhängigen Magnetowiderstandseffekte am Spectromag.
- Alexander Neumann für seine Hilfsbereitschaft bei praktischen Fragen zur Sputterdepositionskammer und LabView.
- Afsaneh Farhadi für die akribische Messung der Magnetowiderstandseffekte der Pd/Co/Pd Schichtsysteme am Warmbohrmagnet, ohne die insbesondere die Alterung dieser Proben länger im Dunkeln geblieben wäre.
- Judith Bach für die gemeinsamen Arbeit an den Co/Pd Proben und die gemeinsamen Messungen, die mir einiges über die Eigenschaften unser Proben verraten haben. Auch die angeregten Diskussionen über die Physik und andere Themen werde ich vermissen.
- Stefan Rößler für die gemeinsame Zeit im selben Büro, die interessanten Gespräche und die Hilfe bei vielen technischen Problemen beim Zusammenschreiben dieser Arbeit.
- Allen weiteren aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Gruppe G für eine stets freundliche und hilfsbereite Atmosphäre in der Gruppe.

Für Kooperationen außerhalb der Arbeitsgruppe möchte ich außerdem danken:

8 Danksagung

- Dieter Lott für die Einführung in die Röntgenreflektometrie und Röntgendiffraktion, die Möglichkeit diese Messungen durchzuführen sowie die Zusammenarbeit an den gemeinsamen Veröffentlichungen.
- Andrey Chuvilin für die Durchführung der HRTEM-Messungen, die Hilfe bei der Auswertung dieser Messungen und die Zusammenarbeit bei der gemeinsamen Veröffentlichung.

Natürlich möchte ich auch meinen Freunden und meiner Familie danken, die mir während der gesamten Zeit, die ich an dieser Dissertation gearbeitet habe, geholfen haben. Ohne diesen Rückhalt hätte ich es niemals geschafft.

Eidesstattliche Versicherung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertationsschrift selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Hamburg, den

Unterschrift